

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТВЁРДЫХ ТЕЛАХ \*)**

(в основном в металлах)

*Дж. В. Глен*

## СОДЕРЖАНИЕ

## Общие положения

§ 1.	Введение . . . . .	446
§ 2.	Природа радиационных нарушений . . . . .	447
§ 3.	Теория радиационных нарушений . . . . .	449
§ 4.	Отжиг радиационных нарушений . . . . .	453

## Экспериментальные исследования радиационных эффектов

§ 5.	Влияние излучения на электрическое сопротивление чистых металлов . . . . .	455
§ 6.	Влияние излучения на электрическое сопротивление сплавов . . . . .	460
§ 7.	Отжиг дополнительного сопротивления, обусловленного облучением . . . . .	472
§ 8.	Влияние излучения на механические свойства металлов . . . . .	486
8. 1.	Крип . . . . .	486
8. 2.	Твёрдость . . . . .	490
8. 3.	Кривая «напряжение — деформация» для монокристаллов . . . . .	491
8. 4.	Кривая «напряжение — деформация» для поликристаллов . . . . .	494
8. 5.	Внутреннее трение . . . . .	497
8. 6.	Упругие постоянные . . . . .	497
§ 9.	Фазовые переходы, возникающие вследствие облучения . . . . .	498
§ 10.	Влияние излучения на дифракцию рентгеновских лучей и на плотность . . . . .	500
§ 11.	Другие эффекты в металлах . . . . .	502
11. 1.	Диффузия . . . . .	502
11. 2.	Термоэлектрический эффект . . . . .	503
§ 12.	Влияние излучения на свойства полупроводников . . . . .	503
12. 1.	Электрические эффекты . . . . .	503
12. 2.	Другие эффекты в полупроводниках . . . . .	518

\*) *Advances in Physics* 4, № 16, 381 — 478 (1955). Перевод с английского А. Х. Брегера под ред. проф. Г. С. Жданова.

§ 13. Аналогичные радиационные эффекты в неметаллах . . . . .	520
13. 1. Введение . . . . .	520
13. 2. Механические свойства . . . . .	521
13. 3. Диффракция рентгеновских лучей, электронов и нейтронов; плотность . . . . .	521
13. 4. Диффузия и электропроводность . . . . .	526
13. 5. Теплопроводность . . . . .	526
13. 6. Магнитная восприимчивость . . . . .	527
13. 7. Оптические эффекты . . . . .	528
§ 14. Заключение . . . . .	528
14. 1. Природа нарушений . . . . .	528
14. 2. Энергия, необходимая для создания нарушения . . . . .	528
14. 3. Степень нарушений . . . . .	529
14. 4. Отжиг нарушений . . . . .	533
Цитированная литература . . . . .	556

## ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

### § 1. Введение

Теория рассеяния частиц, испускаемых при радиоактивном распаде, была создана в начальной стадии развития ядерной физики. Действительно, успех Резерфордской формулы рассеяния привёл к признанию ядерной гипотезы: единственным способом объяснения наблюдаемого числа частиц, рассеиваемых под углами большими, чем прямой, было предположение, что эти частицы отклоняются расположенным в центре атома положительным зарядом с радиусом значительно меньшим, чем радиус атома, но несущим большую часть массы атома. Этот центр атома был назван ядром, и успех представлений о строении вещества, возникших на основе этого предположения, демонстрируется глубоким пониманием физических и химических процессов, достигнутым с момента этого открытия. В большинстве случаев опыты, с помощью которых получают сведения о ядре, состоят в изучении излучения, испускаемого при бомбардировке вещества (ядра которого изучаются) потоком известных частиц, т. е. путём измерений рассеяния, поглощения и испускания частиц. В ранних экспериментальных работах внимание сосредоточивалось на сведениях, которые изучение рассеяния давало относительно рассматриваемых частиц или ядер, а нарушения, вызываемые этим рассеянием в структуре всего вещества в целом, изучались редко. Исключениями являлись работы по теории испускания атомов с поверхностей, по изучению метамиктного состояния минералов и окрашиванию щелочных галогенидов. Позднее создание различных ускорителей и атомных реакторов сделало доступными мощные источники излучений. С помощью этих источников можно было осуществлять значительные изменения макроскопических свойств веществ в результате бомбардировки их

в течение заметного промежутка времени. Кроме того, возникла необходимость изучения этих эффектов, чтобы судить о поведении различных деталей и частей реакторов.

Целью данной статьи является обзор развития представлений о влиянии облучения на физические свойства твёрдых тел и, особенно, на свойства металлов.

Для того чтобы ограничить объём обзора, мы не будем рассматривать химические изменения, вызванные излучением, например образование перекиси водорода из льда или сшивание полимеров; будут рассмотрены лишь изменения, вызывающие разрушение решётки твёрдого тела без изменений природы молекул, из которых оно состоит.

Поскольку развитие этой области не завершено, то в настоящее время невозможно дать удовлетворительное теоретическое истолкование радиационных нарушений. Однако в начале обзора всё же будут приведены некоторые общие соображения о типе и характере ожидаемых эффектов; затем будут рассмотрены наблюдаемые эффекты.

Подробные обзорные статьи по радиационным эффектам в твёрдых телах были ранее опубликованы Слэтером<sup>200</sup> в 1951 г. \*), Динесом<sup>56в</sup> в 1953 г. и Кинчиным и Пизом<sup>117б</sup> в 1955 г. \*\*); следует указать также на более краткие обзоры Лизера<sup>130а, б</sup>, Зейтца<sup>196б</sup>, Келера и Зейтца<sup>122а, б</sup>, Калкинза<sup>35а, б</sup> и Монгини<sup>157 \*\*\*</sup>).

Влияние излучений на механические свойства твёрдых тел было рассмотрено в обзоре Динеса<sup>56г</sup>. Следует упомянуть также о некоторых обзорах по близким вопросам: Отли<sup>164</sup> по действию излучений на стекла, Брума<sup>29</sup> по влиянию дефектов в кристаллических решётках (включая дефекты, вызванные облучением) на электросопротивление металлов и о книге Прицбрама<sup>180</sup> по окрашиванию и люминесценции минералов.

## § 2. Природа радиационных нарушений

Детальная картина нарушений, возникающих под действием излучений, зависит как от природы облучаемого вещества (металл, полупроводник, твёрдое тело с ионными или атомными связями), так и от природы и энергии бомбардирующей частицы (тяжёлый ион, альфа-частица, протон, электрон, нейтрон, лучи Рентгена и др.). Тем не менее можно привести некоторые общие соображения, которые помогут понять происходящие при этом процессы

\*) Русский перевод см. в УФН 47, № 1, 51 (1952).

\*\*) Перевод теоретической части обзора (117б) будет опубликован в следующем выпуске УФН. (Прим. перев.)

\*\*\*) В отечественной литературе опубликован обзор А. И. Захарова (УФН 57, № 4, 525, 1955), статья С. Т. Конобеевского (Атомная энергия 1, № 3, 1956) и др. См. также сборник переводов «Действие излучений на полупроводники и изоляторы», Москва, 1954. (Прим. перев.)

и объяснить различия между отдельными случаями. Проникающая в твёрдое тело частица, сталкиваясь с атомами, может вызвать один из трёх эффектов:

а) частица может столкнуться с одним или несколькими орбитальными электронами,

б) частица может столкнуться с самим ядром и

в) частица может вызвать некоторые изменения в ядре, либо возбуждая его, либо вызывая в нём превращение.

В данном обзоре будут рассматриваться только упругие столкновения. Неупругие столкновения, вообще говоря, приводят к образованию других химических веществ, и хотя эти эффекты могут иметь большое значение и должны всегда учитываться при интерпретации результатов, в этой статье мы не будем их касаться.

При упругом столкновении с бомбардирующим электроном электрон в решётке обычно получает достаточное количество энергии для того, чтобы удалиться от атома, которому этот электрон принадлежит. Однако такие перемещения в металле не приводят к заметным изменениям, так как электрон может возвратиться в своё состояние с низкой энергией, передавая свою избыточную энергию другим электронам и решётке в виде теплового движения. В изоляторах смещённые электроны могут оказаться в полосе проводимости (аналогично явлению фотопроводимости) или могут быть захвачены и вызвать разделение ионов в ионном веществе (аналогично фотографическому процессу). Эти эффекты могут легко быть вызваны светом; действие других видов излучения, вообще говоря, аналогично действию света. Это явление хорошо известно и не будет здесь рассматриваться. При упругом столкновении с ядром часть энергии падающей частицы будет передана ядру, и если этого количества энергии достаточно, то такой удар приведёт к смещению ядра из его положения в решётке. Если бомбардирующая частица сохраняет достаточное количество энергии, чтобы она также вылетела из узла решётки, то этот узел останется вакантным. Однако, если ядро, первоначально занимавшее этот узел, сместилось на небольшое расстояние, то оно может (спонтанно или вследствие тепловых флуктуаций) вернуться на своё место. Если и ядро и бомбардирующая частица удалились достаточно быстро, то окончательный результат столкновения будет заключаться в образовании вакантного места в решётке (в дальнейшем именуемого «вакансия») и атома, внедрённого в междузлие (в дальнейшем — «внедрённый атом»). При достаточно высокой температуре внедрённые атомы или вакансии, или и те и другие могут диффундировать в решётке, и если они окажутся на достаточно близком расстоянии друг от друга, то они могут рекомбинировать. Возможно также, что вакансии или внедрённые атомы могут собираться в рои (скопления), и если последние будут достаточно велики, то они могут объединяться с образованием ли-

нейных дислокационных колец (винтовые дислокации при этом образоваться не могут). Следовательно, с этой точки зрения эффект облучения состоит в образовании вакансий и внедрённых атомов в избыточном количестве по сравнению с их количеством при тепловом равновесии.

Если бомбардирующая частица имеет очень большую энергию, то либо атом отдачи, либо сама падающая частица может участвовать в дальнейших столкновениях — с энергией, достаточной для выбивания атомов из равновесных положений. Если сечение для таких столкновений велико, то очень большое число атомов может быть смещено в малом объёме. В этом случае может оказаться неуместным рассмотрение нарушения с точки зрения отдельных вакансий или внедрённых атомов и может быть более целесообразно рассматривать такое нарушение как эффект, эквивалентный освобождению большого количества энергии в малом объёме, с мгновенным повышением температуры в этом объёме до очень высоких значений. Такое местное введение значительных количеств энергии часто называют «тепловым клином» (thermal spike). Если теперь обратиться к тем макроскопическим изменениям, которых следует ожидать под влиянием смещения ядер, то мы видим, что могут иметь место два основных эффекта.

1. Если твёрдое тело находилось до облучения в равновесном состоянии, то это равновесие может быть нарушено. Таким образом, появляется неравновесное число вакансий и атомов внедрения, упорядоченные сплавы становятся разупорядоченными и т. д. Если температура достаточно низка, то отжига этих эффектов может не произойти и образуется постоянное нарушение, в то время как в случае достаточно высокой температуры будет иметь место быстрый отжиг нарушений.

2. Если вещество предварительно не было в равновесии, а находилось в неравновесном состоянии вследствие охлаждения до низкой температуры (как, например, в случае закалённого разупорядоченного сплава, который превратился бы в упорядоченный при медленном охлаждении), то облучение может приблизить такую систему к равновесию. Следовательно, в результате образования и уничтожения пары «вакансия — внедрённый атом» может возникнуть структура, более близкая к равновесию, чем существовавшая до этого процесса, так как если такое приближение к равновесию вообще возможно, то изменения, ведущие к равновесию, будут энергетически более выгодными, чем любой другой способ превращений.

### § 3. Теория радиационных нарушений

Теория радиационных нарушений в твёрдых телах ещё не завершена. Расчёты характера и размеров нарушений распадаются на две части: а) вычисление степени начального нарушения и б) оцен-

ка степени неустойчивости этого нарушения и, следовательно, скорости отжига (самоотжига).

При расчёте первой стадии этого процесса обычно делают предположение о том, что столкновение бомбардирующей частицы и атома, находящегося в узле решётки, можно рассматривать как столкновение двух свободных частиц и что главная роль кристаллической решётки состоит в том, чтобы препятствовать смещению атомов до тех пор, пока они обладают энергией меньшей, чем некоторая критическая энергия  $E_d$ . Различные попытки, которые были сделаны для того, чтобы создать теорию атомных смещений, были недавно подробно изложены в обзоре Кинчина и Пиза<sup>1176</sup>. Здесь мы отметим только характер полученных результатов, не вдаваясь в детали расчётов. Первые оценки природы и величины радиационных нарушений были сделаны Вигнером, и поэтому радиационные нарушения иногда называют эффектом Вигнера. Однако во время войны работы по этому вопросу были засекречены и доступных рассекреченных ссылок нет. Первыми открытыми основными теоретическими работами по радиационным нарушениям были работы Зейтца<sup>196a</sup> и Озерова<sup>166</sup>. Расчёт Зейтца подвергался критике, так как он использовал борновское приближение для расчёта столкновений, для чего это приближение непригодно; однако результаты этого расчёта часто используют для вычисления порядка величины первичного нарушения. Расчёт Озерова (нарушения, вызванные нейтронами и продуктами деления), а также более поздние расчёты Бринкмена<sup>27a, б</sup> и Снайдера и Нейфельда<sup>206a, б</sup> свободны от этого недостатка.

В случае заряженных частиц теория показывает, что если скорость этих частиц превышает некоторую определённую величину (зависящую от типа бомбардируемого вещества), то они отдают большую часть своей энергии путём возбуждения электронов и только примерно  $\frac{1}{1000}$  часть энергии передаётся ядрам. Однако ниже этой критической скорости большая часть потерь энергии происходит при упругих столкновениях с ядрами. Если, далее, предположить, что ядро, получившее энергию большую, чем  $E_d$ , всегда смещается из своего положения, то можно вычислить фактическое число образующихся пар «вакансия — внедрённый атом». Грубо говоря, одна такая пара образуется на каждые 50—100 эв энергии, расходуемой на упругие столкновения с ядрами. Критическая скорость для электронного возбуждения в случае изоляторов приблизительно равна скорости электрона; имеющего энергию ионизации, в то время как для металлов она по порядку величины равна скорости электронов на поверхности Ферми. Таким образом, для любого отдельного случая можно вычислить энергию, расходуемую на смещение, и получить оценку числа образовавшихся пар «вакансия — внедрённый атом». При этом расчёте можно учесть возможность стол-

кновений смещённых атомов с другими атомами, а также смещения этих последних из занимаемых ими положений в решётке.

В случае бомбардировки нейтронами практически вся энергия этих частиц расходуется на смещение атомов, которые могут двигаться также достаточно быстро для того, чтобы вызывать возбуждение электронов. Вычисления показывают, что нейтроны производят в 10—100 раз большее число смещений в области с более высокой энергией, так как электронное возбуждение в этом случае играет значительно меньшую роль. Так, по теории Зейтца, нейтрон с энергией 2 Мэв вызывает в алюминии 6000 смещений, в то время как альфа-частица с энергией 5 Мэв производит только 60 смещений, а протон с энергией 20 Мэв — 80. Снайдер и Нейфельд<sup>2066</sup> детально рассмотрели теорию облучения нейтронами и дали приближённое правило, согласно которому атомы отдачи, возникающие при столкновениях с нейтронами, теряют на образование пар «вакансия — внедрённый атом» около половины своей энергии отдачи в том случае, если их энергия меньше  $e^2/h$ . Напротив, если энергия атомов отдачи больше этой величины, то на образование пары расходуется приблизительно постоянное количество энергии.

Результаты этого расчёта сводятся к двум формулам, определяющим число вакансий или внедрённых атомов, образуемое нейтроном с энергией  $E$  в одноатомном твёрдом теле, состоящем из тяжёлых или средних атомов с массой  $M$ :

$$G(E) \approx \frac{(nE - \alpha)^2}{4\alpha nE} \quad \text{при } E \leq \frac{\gamma}{n},$$

$$G(E) = \frac{(nE - \alpha)^2 - (1 - \bar{R})(nE - \alpha - \gamma)^2}{4\alpha nE} \quad \text{при } E \geq \frac{\gamma}{n},$$

где  $\gamma = \frac{Me^4}{2\hbar^2}$ ;  $n = \frac{4M}{(M+1)^2}$ ;  $\alpha$  — энергия связи атома в решётке;

$\bar{R}$  — медленно изменяющаяся функция атомного номера. Развитие этой теории на многоатомные твёрдые тела было кратко изложено Харрисом<sup>91</sup>. В этих расчётах авторы пренебрегали возможностью того, что движущаяся частица (которая сама обычно является смещённым атомом) остаётся в вакантном месте. Эта возможность была учтена Кинчиным и Пизом<sup>1176</sup>, которые, однако, пренебрегли потерей кинетической энергии при столкновениях. Они также нашли, что половина кинетической энергии движущегося атома (если его энергия недостаточна, чтобы вызвать ионизацию) будет расходоваться на образование пар «вакансия — внедрённый атом». Однако, если учесть потери кинетической энергии, то, вероятно, эта доля составит величину между  $1/2$  и  $1/4$ .

Во всех вышеупомянутых теориях предполагалось, что атомы, обладающие энергией, достаточной для смещения из их положений

в решётке, действительно смещаются. Если это предположение неверно, то будет создаваться меньшее число пар «вакансия — внедрённый атом». Сэмпсон, Харвитц и Кленси<sup>191</sup> обратили внимание на это обстоятельство для объяснения расхождений между теоретическими и экспериментальными данными, которые будут рассмотрены ниже.

Энергия осколков достаточна для того, чтобы эти частицы теряли примерно одинаковые количества энергии как в той части их пробега, в которой во время замедления осколков преобладает процесс электронного возбуждения, так и в остальной части пробега. При этом атомы, смещаемые осколками из своих положений в решётке, обладают достаточным запасом энергии, чтобы вызвать около трёх дополнительных смещений. Таким образом, можно показать, что пара осколков деления урана создаёт около 25 000 смещённых атомов.

Следующей важной особенностью при радиационных нарушениях является то, что распределение этих нарушений обычно далеко от равномерного как макроскопически — вследствие недостаточной проникающей способности частиц, так и микроскопически — вследствие того, что одна частица (нейтральная или заряженная) образует большое число вакансий и атомов внедрения. Эти эффекты могут быть исключены при бомбардировке электронами с большой энергией, которые могут образовать одну пару «вакансия — внедрённый атом» на каждый электрон, и имеют также большую проникающую способность. Однако число дефектов, создаваемых электронами, значительно меньше, чем число дефектов, образующихся при бомбардировке с помощью доступных источников других частиц. Электроны теряют также большую часть своей энергии другими путями, так что в этом случае отношение выделяющегося тепла к числу смещений значительно больше, чем для других частиц. По этим причинам электронная бомбардировка применяется главным образом в особых случаях; примеры использования электронной бомбардировки будут приведены ниже.

Гамма-лучи испытывают очень небольшое непосредственное взаимодействие с ядрами, и следовательно, основные смещения при гамма-облучении вызываются электронами отдачи при комптоновских столкновениях. По сообщению Дагдейла<sup>616</sup> измерения показали, что этот эффект не так мал, как можно было ожидать. При этом нарушения должны быть распределены достаточно равномерно и могут, следовательно, привести к изменению свойств твёрдого тела в большей толщине, чем при бомбардировке электронами, применяемыми в качестве первичных частиц. Для тяжёлых заряженных частиц можно преодолеть некоторые из недостатков, связанных с коротким пробегом этих частиц, путём использования очень тонких образцов; хотя даже в этом случае большая часть нарушений будет иметь место вблизи конца пробега частицы, в то время как если толщина образца меньше, чем длина пробега, то большая часть нарушений, которые частица могла бы образовать при использовании всего пробега, не будет реализована и отношение электронного



возбуждения (и, следовательно, количество тепла) к числу образовавшихся нарушений увеличится в несколько сот раз. Швед и Гротцингер<sup>194</sup> предложили устройство, позволяющее вводить поглотитель в пучок так, что толщина поглощающего материала, сквозь которую частицы проходят, прежде чем они достигнут образца, изменяется линейно и периодически от нуля до величины пробега частиц.

Другое решение проблемы радиационных нарушений было дано Бринкменом<sup>27а, б</sup>. Он считает, что, в то время как быстро двигающийся атом создаёт в качестве первичной формы нарушений вакансии и внедрённые атомы, в том случае, когда атом достаточно замедлился, количество энергии, расходуемое на столкновения, не приводящие к смещениям, будет так велико, что целая область расплавится и затем снова закристаллизуется. Автор утверждает, что это отличается от более ранней концепции «тепловых клиньев» тем, что высокая начальная плотность вакансий и внедрённых атомов подвергается более или менее полному отжигу и что нарушения сохраняются в виде дислокационных контуров и малых областей с новой ориентацией. Бринкмен называет эту область «клином смещения» (displacement spike); он вычислил, что для тяжёлых атомов эти нарушения будут единственной существенной формой нарушений, в то время как в случае лёгких элементов будут преобладать пары «вакансия — внедрённый атом», так как для образования таких пар нужно значительно меньшее количество энергии, чем для расплавления целой области. Вывод Бринкмена о почти полной рекомбинации вакансий и внедрённых атомов основан на том, что охлаждение металла, нагретого до высокой температуры, происходит достаточно медленно для того, чтобы эти дефекты не успели стабилизироваться. Повидимому, это не является общим случаем. Если бы это имело место, то лёгкий отжиг некоторой части нарушений происходил бы вследствие разрушения дислокационных колец различного диаметра. Если же это не так, то «клин смещения» представляет собой небольшую область кристалла, которая эффективно была расплавлена и затем закалена.

Другой специальный случай был рассмотрен Смолуховским<sup>203а, б</sup>, который указал, что при очень больших энергиях ( $\sim 400$  Мэв) число ядерных «звёздных» столкновений может оказаться достаточным, чтобы привести к увеличению числа смещений с увеличением энергии бомбардирующих частиц.

#### § 4. Отжиг радиационных нарушений

Если после облучения при низкой температуре образец нагревается, то будет иметь место тенденция отжига любых радиационных нарушений, существующих в виде неустойчивых конфигураций, например в виде большого числа вакансий или внедрённых атомов. Поэтому изучение кинетики восстановления нарушений представляет

метод исследования природы нарушений, а также даёт сведения о поведении различных типов нарушений решётки. Большая часть теоретических работ по отжигу радиационных нарушений была выполнена с целью объяснения отдельных экспериментальных результатов, и примеры таких теорий можно найти в последующих разделах, где излагаются соответствующие эксперименты. Здесь же достаточно указать на одну-две из наиболее поздних попыток, чтобы показать, какие процессы при этом рассматриваются. Флетчер и Браун<sup>74</sup> указали, что если нарушение, подвергающееся отжигу, состоит из вакансий и внедрённых атомов, то возможны три типа процессов восстановления.

1. Внедрённый атом и вакансия находятся на близком расстоянии друг от друга и рекомбинируют при достаточном повышении температуры; это даёт процесс типа мономолекулярной реакции или наложение нескольких таких процессов.

2. Внедрённые атомы и вакансии достаточно удалены друг от друга, так что имеется конечная вероятность выхода этих дефектов из области взаимного влияния; в этом случае соответствующая функция захвата более сложна.

3. Вакансии, которые удаляются от соответствующих им внедрённых атомов (Флетчер и Браун рассматривают только этот случай), диффундируют и рекомбинируют с другими внедрёнными атомами (это приводит к уравниванию бимолекулярной реакции) или дрейфуют к поверхностям или к дислокациям. Следовательно, отжиг отдельных пар «вакансия — внедрённый атом» представляет собой сумму по крайней мере трёх членов. Сравнение выводов этой теории с результатами опытов см. в § 12.

Другая теория отжига дефектов решётки была дана Динесом<sup>56a</sup> для объяснения наблюдений по восстановлению сопротивления меди. Он предполагает, что энергия активации восстановления изменяется с числом имеющихся дефектов решётки. Такая зависимость энергии активации не должна привести к изменению характера графика  $\lg t$  в зависимости от  $\frac{1}{T}$  (где  $t$  — время, нужное для отжига данного состояния,  $T$  — температура), но при этом должны систематически изменяться наклоны таких графиков для различных степеней отжига. Это аналогично эффекту, наблюдаемому в том случае, когда процесс описывается уравнением реакции более высокого порядка с постоянной энергией активации. Маркс<sup>150</sup> указал, что подобное кажущееся увеличение порядка процесса происходит в том случае, если дефекты первоначально распределены неравномерно. Объяснение отжига посредством рассмотрения дислокационных пустот было упомянуто в § 3. Конечно, наличие заметных эффектов, вызванных образованием нарушений в значительном избытке против равновесного, следует ожидать, как подчеркнул Роттштейн<sup>190a, 6</sup>, только при температурах, при которых скорость отжига очень мала. Он вычислил

степень нарушения, которая будет иметь место при стационарном состоянии, достигнутом во время облучения. При небольшой скорости отжига при низких температурах многие физические свойства могут приобрести «аномальные» значения. Таким образом, материалы, которые достигнут стационарного состояния в реакторе, при понижении окружающей температуры будут обладать рядом свойств, обычно связываемых с высокой температурой.

Другой вид отжига, который также должен быть рассмотрен при изучении радиационных эффектов, — это отжиг, вызываемый самим облучением. Кроме местных повышений температуры, бомбардирующие частицы и смещённые атомы могут каким-либо путём ликвидировать имеющиеся, а также образовать новые дефекты. Различные механизмы этого явления были рассмотрены Барнесом и Мейкином<sup>10</sup>.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

Мы не рассматриваем в данной статье экспериментальной техники, используемой для облучения твёрдых тел; эта техника очень разнообразна. Однако следует упомянуть о некоторых работах, посвящённых технике эксперимента. Научный отдел североамериканской авиации по атомной энергии подготовил ряд работ по применению циклотрона для изучения радиационных эффектов, особенно при низких температурах (Йокей, Филлмор Хант, Андрю, Глазгоу, Вебер, Джеппсон, Пеппер и Картер<sup>228</sup>; в более кратком виде — Йокей, Филлмор, Глазгоу, Хант и Пеппер<sup>227</sup>). Описания реакторов, сконструированных специально для испытаний материалов, содержатся в статьях Хаффмана<sup>98</sup> и О'Коннора и Фостера<sup>162</sup>. Специальные рентгеновские камеры для изучения облучённых веществ, обладающих значительной радиоактивностью, описаны Каммингсом, Каулитцем и Сандерсоном<sup>50</sup>, а также Бредигом, Клейном и Бори<sup>26</sup>. Экспериментальные условия различных опытов приведены в таблице V.

#### § 5. Влияние излучения на электрическое сопротивление чистых металлов

Одним из лучших показателей степени совершенства кристаллической решётки является её электрическое сопротивление. Результаты, полученные из опытов по измерению сопротивления металлов, подвергнутых холодной обработке, показали, что это свойство восстанавливается при более низких температурах, чем некоторые механические свойства, например твёрдость. Это привело к предположению, что твёрдость связана главным образом с числом и конфигурацией дислокаций в веществе, в то время как сопротивление в большей степени является мерой числа вакансий и внедрённых ато-

мов. Если эта точка зрения правильна, то сопротивление должно существенно изменяться под действием излучения, а температура и характер этого отжига должны в свою очередь подтвердить или опровергнуть правильность предположения, согласно которому изменение сопротивления металла, подвергнутого холодной обработке, главным образом связано с наличием вакансий и внедрённых атомов.

Первое систематическое изучение этого вопроса было выполнено Мартином, Остерманом, Эггльстоном, Макги и Тарпинианом<sup>149</sup>, которые облучали алюминий и медь (а также сплавы медь — золото, о которых речь будет идти ниже) альфа-частицами на циклотроне в Беркли. В результате облучения образцов при  $-150^{\circ}\text{C}$  были обнаружены большие изменения электрического сопротивления обоих металлов, а отжиг этих изменений начинался уже при  $-80^{\circ}\text{C}$ . При нагревании образца до комнатной температуры не обнаруживалось никаких изменений сопротивления или температурного коэффициента сопротивления по сравнению с соответствующими величинами до облучения, хотя, как мы увидим дальше, твёрдость меди при этих условиях ещё заметно отличается от твёрдости до облучения. Холодная обработка обычно приводит к изменениям сопротивления меди при комнатной температуре. Для объяснения этого результата необходимо принять, что увеличение сопротивления связано с наличием дислокаций или что вакансии и внедрённые атомы, образующиеся при радиационных нарушениях, находятся ближе друг к другу, чем вакансии и внедрённые атомы, образующиеся при холодной обработке, или, наконец, что при холодной обработке образуется большее число вакансий, чем внедрённых атомов (или наоборот), и, следовательно, полный отжиг посредством рекомбинации этих дефектов невозможен. Это последнее объяснение является весьма вероятным, поскольку для образования внедрённого атома необходимо затратить большее количество энергии, чем для образования вакансии, тогда как образовавшийся внедрённый атом значительно более подвижен. Таким образом, при радиационных нарушениях наиболее вероятно, что именно подвижность внедрённых атомов определяет в основном отжиг электрического сопротивления. Согласно расчёту Хантаингтона<sup>99b</sup> величина энергии активации составляет  $1/4 \text{ эв}$ .

Если увеличение сопротивления фактически обусловлено рассеянием на внедрённых атомах и вакансиях, то оно не должно зависеть от температуры при условии, что не происходит никакого отжига, и, следовательно, при низких температурах после облучения следует ожидать значительно большего относительного изменения остаточного сопротивления. Это наблюдалось Рандольфом<sup>181a, b</sup>, который нашёл, что в то время, как при комнатной температуре изменение сопротивления молибдена составляло только 4 %, при  $1,2^{\circ}\text{K}$  это изменение достигало 200 %. В обоих случаях измерения производились после облучения при  $-100^{\circ}\text{C}$ , так что при комнатной температуре в образцах, вероятно, происходил некоторый отжиг. В более тщательно

выполненных экспериментах Оверхаузер <sup>1656</sup> нашёл, что, кроме эффектов отжига, дополнительное сопротивление, вызываемое бомбардировкой дейтронами, не зависит от температуры в интервале от  $-125^{\circ}\text{C}$  до комнатной температуры.

Боуэн и Родебек <sup>24a, 6</sup> сообщили о результатах, противоречащих вышеизложенному. В их опытах изменение электрического сопротивления измерялось как функция температуры после бомбардировки, а также после холодной обработки. Пользуясь формулой Грюнейзена, они вычислили изменение характеристической температуры. Для облучённой меди было найдено, что наряду с большим изменением остаточного сопротивления имело место также изменение температурно-зависящей части, приводящее к изменению характеристической температуры на  $45^{\circ}$ . После отжига как температурно-зависимая, так и температурно-независимая части восстанавливались и при составлении графика, на котором обе компоненты откладывались друг против друга, была получена плавная кривая. Для меди, подвергнутой холодной обработке, кривая зависимости остаточного сопротивления от изменения характеристической температуры была очень близка к кривой, относящейся к облучённому образцу.

При этом анализе предполагается, что из-за внутренних напряжений, вызываемых радиационными нарушениями, спектр колебаний решётки смещается в направлении низких частот и, следовательно, в тепловых колебаниях решётки будет накапливаться большее количество энергии. Эта энергия может составить большую часть энергии, накопленной в облучённых веществах или в веществах, подвергшихся холодной обработке. Интерпретация температурно-независимой части посредством рассмотрения точечных и граничных рассеивающих центров была предложена Родебеком <sup>187</sup>.

Изменение сопротивления под действием излучений для различных металлов до сих пор систематически не изучалось. С целью выяснения влияния кристаллической структуры на радиационные эффекты Рак и Уэрт <sup>225, 226a, 6, в</sup> провели опыты с железом, никелем и кобальтом, поскольку эти металлы почти со всех других точек зрения имеют близкие свойства. После бомбардировки при  $-150^{\circ}\text{C}$  потоком  $10^{17}$  дейтронов (с энергией  $10\text{ Мэв}$ ) на  $1\text{ см}^2$  увеличение сопротивления составляло в случае железа 50 %, а в случае кобальта и никеля 10 %. Подобные результаты были получены также в результате бомбардировки нейтронами при комнатной температуре. Эти опыты показывают, что в металле с объёмно-центрированной кубической решёткой облучение приводит к более значительным эффектам, чем в металлах, обладающих решёткой с плотной упаковкой.

Кинчин (по сообщению Дагдейла <sup>616</sup>) изучал изменения сопротивления вольфрама, молибдена и платины, облучённых в полном урановом блоке (с целью увеличения числа быстрых нейтронов) до доз около  $10^{19}$  нейтронов деления на  $1\text{ см}^2$ . Изменение сопротивления

вольфрама составляло около 10 %, молибдена — около 7 %, в то время как сопротивление платины изменялось в значительно меньшей степени (около 1 % при  $5 \cdot 10^{18}$  нейтр/см<sup>2</sup> и около 2 % при  $1,5 \cdot 10^{19}$  нейтр/см<sup>2</sup>). Рак и Уэрт<sup>226а</sup> изучали также изменения сопротивления титана (гексагональная решётка) и ванадия (объёмно-центрированная кубическая решётка). В этих металлах обнаружено очень большое изменение сопротивления сравнительно с изменениями сопротивления железа, никеля и кобальта. Однако, поскольку начальное сопротивление титана и ванадия значительно выше, чем сопротивление последних трёх металлов, эффект, выраженный в процентах, оказывается для титана меньше, чем для кобальта, а для ванадия — наименьший из всех металлов. Поскольку процентное изменение сопротивления железа (наибольшее из изученных пяти металлов) отжигается значительно быстрее, чем аналогичные изменения в других металлах, общий результат этой работы является довольно неубедительным.

Величина эффекта после длительной бомбардировки при низкой температуре была изучена Макрейнольдсом, Огостиньяком, Маккеоном и Розенблатом<sup>142а, б</sup>. После бомбардировки дозой  $1,1 \times 10^{19}$  нейтр/см<sup>2</sup> при  $-195^\circ\text{C}$  изменение сопротивления меди составляло 20 %, а алюминия — 33 %.

Наинизшая температура, при которой до сих пор проводились радиационные исследования, была  $10^\circ\text{K}$ . Купер, Кёлер и Маркс<sup>46а, б</sup> бомбардировали медь, серебро и золото при этой температуре. Они нашли, что сопротивление увеличивалось, причём скорость этого увеличения уменьшалась в процессе бомбардировки, как это показано на рис. 1. Кроме того, было найдено, что кривые «сопротивление—поток нейтронов» были различными при  $12^\circ\text{K}$  и  $16^\circ\text{K}$ . Первый эффект может быть обусловлен отжигом под действием бомбардировки и был рассмотрен с этой точки зрения Барнесом и Мейкиным<sup>10</sup>; второй эффект, если он действительно существует, повидимому, указывает на термический отжиг при этих температурах. Однако Купер, Кёлер и Маркс не нашли изменений сопротивления в образцах, которые в течение некоторого времени выдерживались при температуре бомбардировки.

Пирлштейн, Ингам и Смолуховский<sup>170</sup> применяли в качестве бомбардирующих частиц протоны с очень высокой энергией (от 100 до 400 Мэв). Они бомбардировали тонкую вольфрамовую проволоку на протонном синхротроне дозами до  $10^{16}$  прот/см<sup>2</sup>. При этом сопротивление проволоки изменялось на 0,3 % (при 260 Мэв), до 0,71 % (при 410 Мэв). Смолуховский, Пирлштейн и Ингам<sup>204</sup> предположили, что при этих больших энергиях частицы, вылетающие из «звёзд» при разрушении ядер, представляют собой важный источник нарушений. Расчёт, основанный на этом предположении, привёл к достаточному согласию с результатами опыта, в то время как по теории Зейтца величина нарушений в таких

тонких образцах должна быть обратно пропорциональна энергии частицы.

Другие определения величины изменений сопротивления металлов под действием излучений были выполнены в опытах, поставленных с целью изучения отжига этих изменений. Эти работы будут рассмотрены ниже (см. § 7).

Здесь мы рассмотрим ещё один опыт. Это один из пяти опытов, которые были поставлены с целью определения энергии, необходимой для образования радиационного нарушения в металле, и является третьим по времени осуществления. Во всех этих опытах в ка-

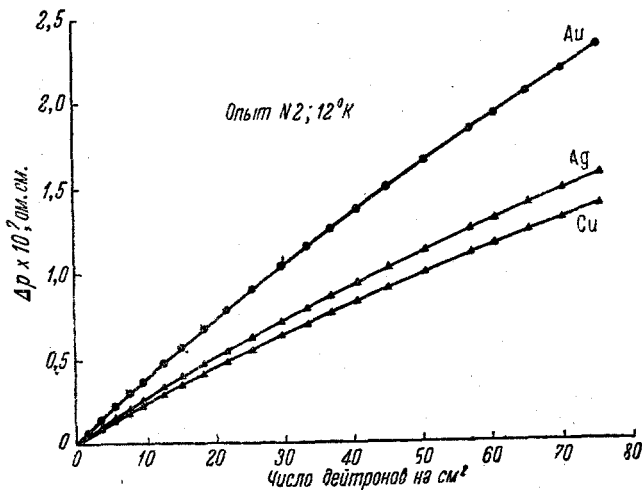


Рис. 1. Увеличение сопротивления меди, серебра и золота во время бомбардировки дейтронами с энергией 12 Мэв при 12° К (Купер, Кёлер и Маркс<sup>466</sup>).

честве бомбардирующих частиц использовались электроны, поскольку в этом случае количество энергии, передаваемой атомам, сравнительно мало. Если энергия электронов изменяется от 0,1 до 1,0 Мэв (например, при ускорении электронов с помощью генератора Ван-Грааффа), то максимальная энергия, передаваемая атому (при лобовом столкновении), составляет от 5 до 50 эв. Эта энергия по порядку величины соответствует энергии, необходимой для смещения атома из его положения в решётке. Таким образом, экспериментальный метод состоит в бомбардировке при различных энергиях частиц и в определении порогового значения, ниже которого не наблюдается никаких эффектов. Эгген и Лаубенштейн<sup>64</sup> провели такие опыты, в которых измерялось сопротивление меди при бомбардировке электронами. Образцами являлись тонкие медные пластины, облучение проводилось при температуре жидкого

воздуха. Кривая, характеризующая зависимость скорости изменения сопротивления от энергии электронов, пересекала ось абсцисс (что соответствует отсутствию нарушения) при  $0,49 \pm 0,02$  Мэв, что соответствует энергии смещения в меди  $25 \pm 1$  эв. Установить точность определения этой величины невозможно, поскольку неизвестны подробности экспериментов.

#### § 6. Влияние излучения на электрическое сопротивление сплавов

Можно ожидать, что в сплавах будут иметь место эффекты, подобные эффектам, обнаруженным в чистых металлах; однако в этом случае могут происходить и другие явления. Можно ожидать, что нестабильные фазы, например образующиеся при кристаллизации закалённых сплавов, будут распадаться под действием излучения. В решётках, обладающих сверхструктурой, могут происходить особые явления.

Биллингтон и Зигель<sup>17</sup> и Мэррей и Тейлор<sup>158а, б</sup>, в изучали действие нейтронной бомбардировки на пересыщенный твёрдый раствор бериллия в меди, а также на другие кристаллизующиеся при закалке и ненасыщенные твёрдые растворы. Результаты изучения раствора бериллия в меди показали, что в этом сплаве имеет место большее увеличение сопротивления, обусловленное нейтронной бомбардировкой, чем в чистой меди или в любом другом сплаве (включая некоторые закалённые сплавы). Мэррей и Тейлор полагают, что это явление связано с образованием ядер стабильной фазы; такое объяснение находится в согласии также с большинством измерений других свойств. Таким образом, эффект облучения при комнатной температуре подобен эффекту, имеющему место при низкотемпературном отжиге (например, при  $75^\circ\text{C}$ ), при котором также происходит увеличение сопротивления вследствие образования небольших зародышей кристаллизующейся фазы; однако эти два эффекта не вполне идентичны друг другу. Низкотемпературный отжиг увеличивает сопротивление значительно быстрее в поликристаллах, что обычно связывают с предпочтительным образованием ядер на границах зёрен. Однако эксперименты Мэррея и Тейлора показывают, что изменение сопротивления при облучении одинаково как в поликристаллических образцах, так и в монокристаллах. Они относят это явление за счёт беспорядочного образования зародышей (в этом случае не на границах зёрен), обусловленного, вероятно, большей лёгкостью микродиффузии, связанной с наличием избыточного количества вакансий и внедрённых атомов, образующихся в процессе облучения. Ричардс<sup>185</sup> указал, что радиационные эффекты возможно более близки к эффектам холодной обработки, чем к низкотемпературному отжигу. Мэррей и Тейлор объясняют то обстоятельство, что они не нашли подобных эффектов в других сплавах, кристал-



лизующихся при закалке, одной или несколькими из следующих причин:

1) Атомы основного металла могут быть недостаточно тяжёлыми для того, чтобы каждый падающий нейтрон приводил к образованию большого числа смещений.

2) Энергия активации диффузии может быть слишком мала.

3) Размер зародышей, необходимый для выполнения условия стабильности, может быть слишком большим.

4) Зародыши могут быть слишком малыми для того, чтобы оказывать влияние на сопротивление.

Эта интерпретация большого изменения сопротивления в твёрдом растворе бериллия в меди была подтверждена в опытах Кле-ланда, Биллингтона и Кроуфорда<sup>39</sup>. Они облучали закалённые сплавы медь — бериллий в графитовом реакторе при  $\sim 120^\circ \text{K}$  и при  $\sim 300^\circ \text{K}$ . Авторы нашли, что увеличение сопротивления при

$\sim 120^\circ \text{K}$  составляло только  $\frac{1}{4}$  изменения сопротивления, происходящего в результате аналогичного облучения при  $300^\circ \text{K}$ . Однако кратковременное последующее облучение при  $300^\circ \text{K}$  приводит к увеличению сопротивления до значения, которого можно было ожидать, если бы всё облучение производилось при  $300^\circ \text{K}$ . Такое поведение рассматривается как доказательство того, что большая часть увеличения сопротивления обусловлена процессом, основанным на тепловой активации, например микродиффузией.

Сплавы, в которых могут образовываться сверхструктуры, ведут себя подобно сплавам, кристаллизующимся при закалке. При низких температурах могут осуществляться два условия: первое, при котором металлы медленно охлаждаются и находятся в упорядоченном состоянии, и второе, при котором металлы, закалённые от температуры выше температуры перехода, являются разупорядоченными. Таким образом, радиационное нарушение может давать два эффекта: смещённые атомы и вакансии могут при возвращении попадать в другие узлы решётки (т. е. не в те узлы, в которых они находились до облучения), что приведёт к разупорядочению полностью упорядоченного сплава, но, с другой стороны, они могут попадать в узлы решётки с близким порядком, что может привести к упорядочению разупорядоченного образца. Первые эксперименты такого рода были опубликованы Зигелем<sup>199</sup>. Он нашёл, что при дозе  $3,3 \cdot 10^{19} \text{ нейтр/см}^2$  сопротивление упорядоченного сплава увеличивалось от  $4,6$  до  $10,1 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{см}$ , в то время как сопротивление разупорядоченного сплава увеличивалось от  $11,2 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{см}$  всего лишь до  $11,3 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{см}$ . Такое различие Зигель относит за счёт разупорядочения при бомбардировке. При этом небольшое изменение сопротивления разупорядоченного образца полностью объясняется ядерными превращениями, происходящими в процессе облучения. Подобный результат был получен Мартином и др.<sup>149</sup>, бомбардировавшими

альфа-частицами  $\text{Cu}_3\text{Au}$  и  $\text{CuAu}$  при  $-150^\circ\text{C}$ . Так же как и в предыдущем случае в упорядоченных образцах имело место большое увеличение сопротивления, в то время как в разупорядоченных образцах изменений почти не обнаруживалось. Измерения параметров решётки подтвердили это объяснение, причём особенно убедительным это оказалось в случае  $\text{CuAu}$ , где после облучения дозой 33 мка-ч тетрагональная упорядоченная решётка полностью превращалась в кубическую. С другой стороны, Адам и Дагдейл<sup>2</sup> нашли, что облучение упорядоченного сплава медь — золото медленными нейтронами вначале приводит к увеличению порядка, что доказывается измерениями размеров элементарной ячейки, возникновением дополнительных сверхструктурных линий и уменьшением электрического сопротивления. При дальнейшем облучении сопротивление опять возрастало, но исчезновения сверхструктурных линий не наблюдалось.

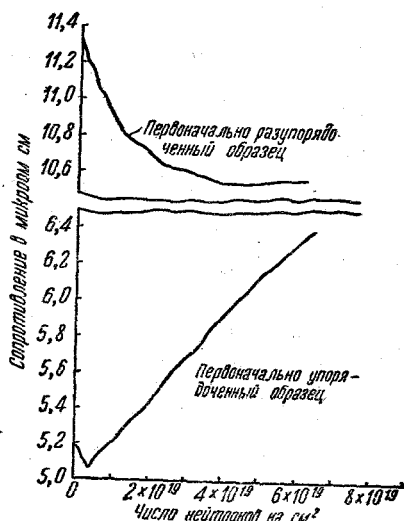


Рис. 2. Изменение сопротивления разупорядоченного и упорядоченного образцов  $\text{Cu}_3\text{Au}$  во время нейтронной бомбардировки при  $80^\circ\text{C}$  (Глик, Брукс, Витциг и Джонсон<sup>84</sup>).

Изменение сопротивления во время бомбардировки более детально изучалось Гликом, Бруксом, Витцигом и Джонсоном<sup>84</sup>. Бомбардируя  $\text{Cu}_3\text{Au}$  нейтронами при  $80^\circ\text{C}$ , они нашли (рис. 2), что в первоначально упорядоченном образце с сопротивлением  $5,2 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$  вначале имело место быстрое уменьшение сопротивления. Сопротивление достигало минимума, лежащего на 3% ниже исходного значения при интегральной дозе  $0,4 \cdot 10^{19}$ , а затем приблизительно линейно возрастало, достигая (при интегральной дозе  $20 \cdot 10^{19} \text{ нейтр/см}^2$ ) величины, на 60% большей исходного сопротивления. Сопротивление первоначально разупорядоченного образца постепенно уменьшалось и при дозе  $5 \cdot 10^{19} \text{ нейтр/см}^2$  составляло 92,5% от исходного; затем сопротивление медленно возрастало до величины на 4,2% ниже первоначального значения (при дозе  $20 \cdot 10^{19} \text{ нейтр/см}^2$ ). Для объяснения этих результатов необходимо предположить, что излучение может приводить как к упорядочению, так и к разупорядочению, причём первое приводит к увеличению сопротивления первоначально разупорядоченного образца, что приписывают загрязнению сплава ртутью, образующейся из золота в процессе бомбардировки

(к концу опыта более 1% золота превращается в ртуть). Первоначальное уменьшение сопротивления упорядоченного образца является более удивительным; повидимому, оно связано с увеличением степени порядка, обусловленным более интенсивной диффузией, имеющей место при начале облучения, но прекращающейся в тот момент, когда число смещённых атомов становится достаточным для существенного нарушения сверхструктуры. Эти соображения подтверждаются также результатами другого опыта, проведённого Гликом и Витцигом<sup>85</sup>. Эти авторы облучали образцы при 140° С, т. е. в области температур, в которой скорость диффузии должна быть значительно большей, чем в вышеописанных опытах. В образцах, которые до облучения находились в упорядоченном состоянии, было обнаружено уменьшение сопротивления на 6% при дозе  $0,4 \cdot 10^{19}$  нейтр/см<sup>2</sup> с последующим медленным увеличением сопротивления на 4% больше, чем первоначальное, при дозе  $14 \cdot 10^{19}$  нейтр/см<sup>2</sup>. С другой стороны, в образце, который до облучения был в разупорядоченном состоянии, обнаружено уменьшение сопротивления, которое при дозе  $2,5 \cdot 10^{19}$  нейтр/см<sup>2</sup> насыщалось и достигало значения на 17% меньше первоначального. Контрольный опыт, проведённый при той же температуре, показал, что сопротивление разупорядоченного образца, не подвергавшегося облучению, уменьшилось только на 4%.

Филлоу, Хальтман и Мехлин<sup>71</sup> провели одновременно измерения твёрдости и рентгенографические исследования. При этом оказалось, что твёрдость увеличивалась как в упорядоченных, так и в неупорядоченных образцах. На рентгенограммах разупорядоченных образцов не было обнаружено каких-либо изменений, а упорядоченные образцы дали рентгенограммы, на которых линии после облучения становились более резкими; эти рентгенограммы показали также, что параметр дальнего порядка несколько уменьшился. В разупорядоченном веществе не было обнаружено никаких изменений параметра решётки; параметр решётки упорядоченного вещества существенно уменьшился.

Бомбардировка  $\text{Cu}_3\text{Au}$  изучалась также Блюиттом и Кольтманом<sup>226</sup>. Они нашли, что бомбардировка потоком  $10^{12}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек при 200° С приводит к постепенному уменьшению сопротивления. После выключения реактора падение сопротивления прекращалось через 12 часов, что следует сопоставить со временем релаксации несоблучённого вещества при этой температуре —  $10^5$  часов. Этот эффект почти определённо показывает, что дефекты в облучённом веществе подвижны, и позволяет оценить средний пробег внедрённого атома и вакансии до момента их рекомбинации. Опыты по разупорядочению упорядоченного  $\text{Cu}_3\text{Au}$  показывают, что каждое столкновение оказывает влияние на  $10^4$  атомов. Из тенденции к насыщению процесса упорядочения в течение одного месяца при интегральной дозе  $10^{18}$  нейтр/см<sup>2</sup> следует, что если принять для сечения быстрых нейтронов какое-либо значение, например 3 барна,

то можно вычислить общее число атомов, смещённых в результате столкновений с бомбардирующими нейтронами. Это число оказывается равным  $10^{17}$ . Поскольку общее число атомов в  $\text{см}^3$  составляет примерно  $10^{23}$ , то получается, что каждое столкновение с нейтроном оказывает влияние на объём, содержащий  $10^6$  атомов, причём в этом объёме создаётся состояние насыщения. Поскольку это число превышает число фактически смещённых атомов —  $10^4$ , Блюитт и Кольтман приходят к заключению, что вакансии и внедрённые атомы в течение некоторого времени мигрируют перед рекомбинацией, причём этот процесс сопровождается некоторым упорядочением. Расхождение между величиной интегральной дозы, приводящей к насыщению, найденной этими авторами, и величиной, найденной Гликом и сотрудниками при более низкой температуре, повидимому, объясняется меньшей подвижностью пар «вакансия — внедрённый атом» при более низкой температуре. С другой стороны, общее упорядочение и, следовательно, изменение сопротивления, отнесённое к одной паре «вакансия — внедрённый атом», не должно быть функцией температуры при условии, что все пары аннигилируют одинаковым способом. Другое предсказание, которое может быть сделано на основе гипотезы об упорядочении вследствие миграции пар «вакансия — внедрённый атом», состоит в том, что упорядоченные области должны по порядку величины соответствовать области, упорядочиваемой одной начальной частицей, т. е. около  $100 \text{ \AA}$ . Если предположить, что при насыщении вещества состоит полностью из упорядоченных областей (доменов), то, исходя из величины сопротивления, можно оценить, что средний размер этих областей около  $60\text{--}65 \text{ \AA}$ . С другой стороны, во второй статье Кольтман и Блюитт<sup>44a</sup> сообщили, что измерение ширины сверхструктурной линии на рентгенограмме приводит к среднему размеру  $125 \text{ \AA}$ . Наконец, Кольтман и Блюитт<sup>44b</sup> сообщают, что при увеличении потока в 4 раза скорость приближения к порядку увеличивается также в 4 раза, в то время как в другом образце, бомбардированном при  $-150^\circ \text{C}$ , который первоначально соответствовал степени порядка в равновесии при  $376^\circ \text{C}$ , не было обнаружено уменьшения сопротивления (как это имело место при бомбардировке, проведённой при  $150^\circ \text{C}$ ), а было обнаружено лишь очень небольшое уменьшение сопротивления. Последующий отжиг этого образца привёл к ожидаемому уменьшению сопротивления.

Подобные опыты были проведены Диксоном и Боуэном<sup>58</sup>, облучавшими  $\text{Cu}_3\text{Au}$   $\alpha$ -частицами с энергией  $36 \text{ Мэв}$ . Если упорядоченный сплав облучался при  $-180^\circ \text{C}$ , то начальная скорость разупорядочения составляла  $3,3 \cdot 10^{-17} \text{ мком} \cdot \text{см}$  на  $\alpha$ -частицу/ $\text{см}^2$ , в то время как бомбардировка при  $220^\circ \text{C}$  приводила к уменьшению скорости разупорядочения в 6 раз. Это показывает, что вакансии и внедрённые атомы при высоких температурах подвижны и упорядочивают большую часть разупорядоченного вещества. Исходя из

скорости упорядочения при  $220^{\circ}\text{C}$ , можно объяснить только 5% этой разницы.

Все эти опыты согласуются с предположением о том, что упорядочение разупорядоченных сплавов происходит только в результате диффузии вакансий или внедрённых атомов и что при достаточно низкой температуре эта диффузия затруднена. Это означает, что упорядочение разупорядоченных сплавов представляет собой процесс, более близкий к отжигу радиационных нарушений в чистых металлах, чем к образованию этих нарушений.

Таким образом, мы дали качественное объяснение упорядочения под действием излучения, однако до сих пор мы не касались процесса разупорядочения. Величина этого эффекта слишком велика для того, чтобы его можно было полностью объяснить «закалкой» тепловых клиньев. Были предложены две возможные теории. Согласно первой теории, выдвинутой Кинчиным и Пизом<sup>117a</sup>, разупорядочение объясняется большим числом столкновений, в которых движущиеся атомы обмениваются местами с неподвижными атомами. Таким образом, в каждом столкновении происходит замена одного атома упорядоченной решётки атомом из беспорядочного распределения. По другой теории, предложенной Зейтцем<sup>196b</sup>, разупорядочение объясняется упругими деформациями, возникающими вследствие тепловых напряжений вокруг клиньев смещения.

При нейтронных облучениях в реакторе точный контроль энергетического спектра невозможен. Более строгим путём исследования этих эффектов является образование нарушений в решётке путём облучения электронами с большой энергией. При этом не только исключаются эффекты, связанные с ядерными превращениями, но также не происходит скопления большого числа нарушений в малых объёмах, так как число вторичных столкновений в этом случае будет значительно меньшим, чем при нейтронном облучении. Эксперименты такого рода проводились в двух лабораториях. В Харуэлле Адам, Грин и Дагдейл<sup>3</sup> нашли, что облучение электронами с энергией  $1\text{ Мэв}$  не приводит к изменению сопротивления упорядоченного образца, но при последующем отжиге при  $100^{\circ}\text{C}$  или  $130^{\circ}\text{C}$  имеет место уменьшение сопротивления примерно на 2%. Авторы объясняют это явление следующим образом. Полностью отожжённый упорядоченный образец соответствует степени порядка в равновесии примерно при  $250^{\circ}\text{C}$ . Увеличение числа вакансий и внедрённых атомов приводит к тому, что при низкой температуре происходят некоторые перемещения атомов и, следовательно, может быть получена большая степень порядка. Аналогичные опыты с использованием гамма-лучей были описаны Дагдейлом<sup>616</sup>. В этом случае смещения атомов, вероятно, происходили вследствие столкновений с электронами, взаимодействовавшими с гамма-лучами. Преимущество этого метода образования смещений состоит в том, что распределение нарушений полу-

чается более равномерным, чем при прямой бомбардировке электронами. Отжиг этих образцов изучается.

Аналогичные опыты были проведены в США Диксоном, Миченом и Бринкменом<sup>60</sup>. Они повторили наблюдения Адама, Грина и Дагдейла и, кроме того, провели облучение при  $-195^{\circ}\text{C}$  интегральной дозой  $3,4 \cdot 10^{19}$  электронов для того, чтобы выяснить, будет ли при этом происходить какое-либо разупорядочение. Однако в этих опытах не было обнаружено никаких изменений сопротивления, и отжиг при комнатной температуре в течение 50 часов привёл к уменьшению сопротивления (измеренного при  $-195^{\circ}\text{C}$ ) на 2,7% с последующими колебаниями, превышающими ошибки опыта (около 1%). Отсутствие увеличения сопротивления не только показывает, что при этом не произошло никакого разупорядочения, но также что и некоторые из образовавшихся вакансий и внедрённых атомов рекомбинировали даже при этой низкой температуре. Таким образом, основное различие между нарушениями, возникающими при бомбардировке электронами, нейтронами или альфа-частицами, состоит в том, что электроны не могут приводить к беспорядку в упорядоченном сплаве. Это утверждение кажется очень обоснованным, поскольку ни один из вышеупомянутых механизмов, приводящих к разупорядочению, не может иметь места при электронной бомбардировке, за исключением, пожалуй, небольшого числа столкновений, в результате которых происходят замещения атомов. Действительно, при электронной бомбардировке каждая вакансия и каждый внедрённый атом фактически изолированы, и поэтому тенденция к разупорядочению будет в этом случае меньше, чем при отжиге и медленном охлаждении металла.

Неравновесное число нарушений может быть образовано также и другими способами. Закалка от высокой температуры приведёт к образованию числа вакансий, соответствующего высокой температуре, но при этом, конечно, сплав останется в разупорядоченном состоянии. Тем не менее остаётся возможность сравнения значений энергии активации процессов упорядочения. Закалка от температуры несколько ниже температуры перехода должна привести к упорядоченному сплаву с состоянием, довольно далёким от состояния полного порядка, и с неравновесным числом вакансий. Наконец, холодная обработка также приводит к образованию вакансий и внедрённых атомов главным образом вследствие движения дислокаций друг относительно друга. Таким образом, можно создавать различные состояния, которые в том или другом отношении похожи на радиационные нарушения. Поэтому Дагдейл и Грин<sup>62</sup> исследовали эффект закалки от  $380^{\circ}\text{C}$ , т. е. от температуры, несколько ниже критической, и влияние деформации при комнатной температуре на характер отжига при  $100^{\circ}\text{C}$ . В обоих случаях наблюдалось увеличение порядка, и, как в случае облучения, оно

могло быть объяснено движением вакансий с энергией активации, равной  $0,9 \text{ эв}$ .

Стелло<sup>208</sup> исследовал также относительные скорости упорядочения в  $\text{CuAu}$  после различных видов обработки. Нельзя было считать, что образцы, подвергавшиеся холодной обработке, упорядочиваются с одинаковой энергией активации, в то время как это имело место в образце, разупорядоченном в результате термической обработки. После бомбардировки  $\alpha$ -частицами с энергией  $40 \text{ Мэв}$  упорядочение (если его можно рассматривать в этом случае как один процесс) имело энергию активации на 20% большую, чем в образцах, разупорядоченных в результате термической обработки.

Самое полное изучение различных процессов упорядочения было проведено Бринкменом, Диксоном и Миченом<sup>28a, 6</sup>. Они указывают, что атом золота, внедрённый в междоузлие, обладает энергией приблизительно на  $5 \text{ эв}$  больше, чем внедрённый атом меди, и, таким образом, вероятность перехода внедрённого атома меди в узел, занятый атомом золота, и смещения этого атома золота в междоузлие чрезвычайно мала. Это означает, что миграция внедрённых атомов не может привести к упорядочению и, следовательно, упорядочение, наблюдаемое в  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , почти полностью обусловлено миграцией вакансий. Этот вывод подтверждается наблюдениями скорости упорядочения образцов  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , закалённых от различных температур; в этих образцах процесс упорядочения происходит в одном и том же интервале температур и со скоростью, увеличивающейся с температурой, от которой начиналась закалка образца, т. е. с увеличением числа имеющихся вакансий. Исходя из этой гипотезы, Бринкмен, Диксон и Мичен интерпретируют результаты, полученные в опытах по бомбардировке  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , следующим образом.

Электронная бомбардировка при низких температурах, повидимому, приводит к образованию равного числа вакансий и внедрённых атомов. При низкой температуре внедрённые атомы становятся подвижными и занимают некоторые вакансии; часть внедрённых атомов будет при этом выходить на поверхность, а соответствующее число вакансий будет оставаться в решётке. Таким образом, имеется возможность упорядочения при повышении температуры. Если образец вначале находился в упорядоченном состоянии, то эти вакансии приведут к образованию дополнительного порядка в уже имеющихся больших областях. Электронная бомбардировка при более высоких температурах приводит к большей подвижности как вакансий, так и внедрённых атомов, причём вакансии могут снова привести к упорядочению, в частности, в тех случаях, когда уже имеется значительная степень порядка. Это положение отличается от ситуации, возникающей при закалке, тем, что здесь нет кратных вакансий и имеются внедрённые атомы.

Облучение в реакторе и на циклотроне при низких температурах приводит к образованию значительно большего числа вакансий и внедрённых атомов, чем электронная бомбардировка. Кроме того, при бомбардировке тяжёлыми частицами число нарушений решётки, в частности степень разупорядочения, также больше, чем при бомбардировке электронами. Внедрённые атомы, так же как и в других случаях, становятся подвижными при температуре, несколько ниже комнатной, и будут рекомбинировать с вакансиями, за исключением небольшого числа атомов, которые достигнут поверхности кристалла, дислокаций или других границ. Таким образом, число остающихся в решётке вакансий будет приблизительно таким же, как при электронной бомбардировке, и эти вакансии будут подвергаться упорядочению при повышении температуры примерно до  $150^{\circ}\text{C}$ . Этот эффект будет значительно более существенным, если образец вначале был упорядочен, так как значительно более просто упорядочить вакансии, если уже имеются частично упорядоченные области. Для того чтобы упорядочить разупорядоченный образец, фактически необходимо производить облучение при температуре, при которой и вакансии и внедрённые атомы подвижны, и когда значительно большее число вакансий может принимать участие в процессе упорядочения.

Этот вывод находится в полном соответствии с экспериментальными фактами. Бринкмен, Диксон и Мичен бомбардировали фольгу  $\text{Cu}_2\text{Au}$  при  $-100^{\circ}\text{C}$  протонами с энергией 9 Мэв. При дозе  $5 \cdot 10^{17}$  прот/см<sup>2</sup> сопротивление увеличивалось на 4,25 мком·см. Сопротивление разупорядоченного образца составляет 0,65 мком·см; следовательно, разупорядочение приводит к увеличению сопротивления на 3,60 мком·см. Как упорядоченный, так и неупорядоченный образцы теряли 60% дополнительного сопротивления в области температур до  $0^{\circ}$ . В этом же интервале, как мы увидим ниже, теряется большая часть дополнительного сопротивления чистой меди. При этих температурах не происходит никакого упорядочения в разупорядоченном образце как в этом случае, так и в опытах с электронной бомбардировкой, так как сопротивление разупорядоченного образца после бомбардировки с последующим «пульсирующим» отжигом до  $130^{\circ}\text{C}$  всё же было выше первоначального значения. Изменение сопротивления упорядоченного образца было примерно таким же при нагревании до  $0^{\circ}\text{C}$ , что, повидимому, является убедительным доказательством в пользу предположения о миграции внедрённых атомов при этой температуре. Это доказательство будет использовано в следующем разделе для интерпретации эффектов отжига в чистых металлах. Бринкмен, Диксон и Мичен в опытах с протонной бомбардировкой подтвердили, что в процессе отжига разупорядоченных образцов до  $200^{\circ}\text{C}$  не происходит никакого упорядочения; однако бомбардировка при  $200^{\circ}\text{C}$  приводит к уменьшению скорости упорядочения.



То же самое было найдено и другими авторами (Адам и Дагдейл<sup>2</sup>, Глик и др.<sup>24</sup>, Блюитт и Кольтман<sup>226</sup>).

Дальнейшие опыты по сплавам  $\text{Cu}_3\text{Au}$  и  $\text{CuAu}$  были проведены Куком и Кашингом<sup>45a, 6</sup>, которые дали несколько иную интерпретацию своим результатам. Они облучали три серии образцов в Канадском реакторе NRX при различных условиях. Первая серия образцов была облучена в уране с кадмиевым фильтром для того, чтобы получить мощный поток быстрых нейтронов без тепловых нейтронов. Вторая серия образцов была облучена обычным спектром нейтронов реактора, а третья серия облучалась обычным спектром нейтронов реактора с кадмиевым фильтром для отфильтровывания тепловых нейтронов. Авторы нашли, что поток быстрых нейтронов приводил к разупорядочению упорядоченных образцов, но не давал значительного эффекта при облучении разупорядоченных образцов. В то же время облучение тепловыми нейтронами приводило к понижению сопротивления и, следовательно, к упорядочению как упорядоченных, так и разупорядоченных образцов. Этот вывод был сделан на основании различий эффектов во второй и третьей сериях опытов.

Результаты, полученные при бомбардировке быстрыми нейтронами, в этих работах объясняются авторами рассмотрением тепловых клиньев, приводящих к разупорядочению, и, таким образом, получается прекрасное согласие между теоретическими и экспериментальными кривыми. Приняв разумное значение (5 барн) для среднего полного сечения рассеяния быстрых нейтронов, они нашли, что один тепловой клин приводит к разупорядочению  $10^4$  атомов. Эффекты упорядочения авторы полностью объясняют наличием атомов ртути, возникающих в результате ядерных превращений, вызываемых тепловыми нейтронами. В рассматриваемом ими случае такое объяснение является разумным, если опыты показывают, что только тепловые нейтроны приводят к упорядочению, поскольку захват является основным процессом, в котором участвуют тепловые нейтроны. Напротив, исходя из этих соображений, совершенно невозможно дать объяснение описанным выше опытам, в которых электронная и протонная бомбардировка также приводила к увеличению степени порядка. Кроме того, как предполагают Кук и Кашинг, а priori можно ожидать, что наличие атомов примеси приведёт к увеличению сопротивления. Возможно, что эти авторы не наблюдали упорядочения разупорядоченных сплавов потому, что в их опытах бомбардировка производилась при слишком низкой температуре. Повидимому, в данном случае, как и в других опытах, первоначальное уменьшение сопротивления упорядоченного сплава в потоке тепловых нейтронов обусловлено упорядочением вследствие миграции вакансий. Несколько странно, что Кук и Кашинг не наблюдали аналогичного изменения сопротивления в опытах с кадмиевым фильтром. Дагдейл нашёл уменьшение сопротивления

в упорядоченном образце  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , облучённом в котле реактора ВЕРО при  $50^\circ\text{C}$  с кадмиевым фильтром. Блюитт и Кольтман<sup>226</sup> подвергли детальной критике интерпретацию, данную Куком и Кашингом. Они указали, что эффекты могут наблюдаться только при концентрации атомов ртути около  $1:10^8$ . Блюитт и Кольтман объясняют расхождение, найденное Куком и Кашингом в опытах, проведённых с конвертером и без него, вводя предположение, что увеличенный поток быстрых нейтронов (при наличии конвертера) вследствие возможного образования скоплений дефектов представляет в целом меньше возможностей для аннигиляции вакансий, несмотря на их большое число.

Кроме вышеизложенных исследований, радиационные эффекты в сплавах, в которых имеют место переходы «порядок — беспорядок», изучались на образцах латуни и системы никель — марганец. Эггльстон и Боумен<sup>66</sup> облучали бета-латунь альфа-частицами при  $-100^\circ\text{C}$ . Бета-латунь не может быть разупорядочена при закалке от температуры выше температуры перехода главным образом вследствие большой скорости релаксации при температурах, лежащих значительно ниже температуры перехода. Однако большое увеличение сопротивления, вызываемое облучением (примерно в 4 раза большее, чем относительное увеличение сопротивления меди при тех же условиях), делает весьма вероятным, что облучение приводит к некоторому разупорядочению. Тот факт, что это дополнительное сопротивление быстро отжигается при температуре  $-40^\circ\text{C}$ , делает эту интерпретацию весьма правдоподобной.

Влияние облучения быстрыми нейтронами в реакторе на свойства сплавов никеля и марганца с содержанием от 16,5 до 31,9 атомн. % марганца было изучено Арониным<sup>9а, 6</sup>. Эти сплавы в упорядоченном состоянии в виде сверхструктуры  $\text{Ni}_3\text{Mn}$  являются ферромагнитными; поэтому Аронин, кроме измерений сопротивления, проводил измерения магнитной индукции. Он нашёл (так же как и в случае  $\text{Cu}_3\text{Au}$ ), что сопротивление упорядоченных сплавов в результате бомбардировки увеличивается. Интерпретация этого явления посредством рассмотрения разупорядочения была подтверждена уменьшением внутренней магнитной индукции. При низких содержаниях марганца (от 16 до 22 атомн. %) уменьшение индуктивного сопротивления и увеличение омического сопротивления происходят не так быстро, как можно было бы ожидать, и это приписывается наложению нового эффекта; бомбардировка термически закалённых сплавов такого состава приводит к значительному увеличению магнитной индукции и температурного коэффициента сопротивления, а также к заметному уменьшению сопротивления. В то же время в подобных опытах, проведённых со сплавами с большим содержанием марганца, наблюдались небольшие изменения в противоположном направлении. Эти изменения существенно отличаются от эффектов, вызываемых холодной обработкой, которые часто имеют противоположный знак.

Эти результаты приводят к предположению, что большие изменения в разупорядоченных структурах вызываются упорядочением, обусловленным движением вакансий. Однако остаётся неясным, почему это явление имеет место в сплавах, содержащих меньше чем 22 атомн. % марганца; возможно, что эти сплавы содержат большее число естественных вакансий, чем сплав стехиометрического состава.

Для стехиометрического сплава (24 атомн. % марганца) Аронин изучал эффекты, возникающие при бомбардировке термически разупорядоченных образцов, а также образцов, разупорядоченных вследствие холодной обработки. В обоих случаях обнаруживалась тенденция перехода в другое состояние с промежуточными свойствами. Результаты бомбардировки упорядоченного  $\text{Ni}_3\text{Mn}$  могут быть теоретически истолкованы как экспоненциальное изменение параметра порядка с потоком при условии, что (как это следует из теории) параметр порядка изменяется линейно с индукцией и квадратично с сопротивлением. Аронин проанализировал результаты Зигеля по  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , предполагая, что дополнительное сопротивление пропорционально квадрату параметра порядка, и показал, что эти результаты также согласуются с экспоненциальной зависимостью от параметра порядка. Другой расчёт, который может быть сделан на этой основе, показывает, что один нейтрон с энергией 1 Мэв в процессе разупорядочения приводит к смещению 5000 атомов, т. е. оказывает влияние на область диаметром примерно 70 Å.

Смолуховский показал, что уменьшение сопротивления, происходящее при бомбардировке сплавов, обусловлено не только изменением степени порядка, но может быть связано с изменением характеристической температуры, вызванным изменением упругих постоянных. Такое изменение должно оказать влияние на температурно-зависимую часть сопротивления. Для проверки этих соображений Розенблат, Смолуховский и Динес<sup>188</sup> облучили альфа-латунь различного состава (10, 20, 30 % цинка) в атомном реакторе. Поскольку альфа-латунь представляет собой в основном беспорядочный сплав, то можно было полагать, что любое уменьшение сопротивления будет обусловлено изменением упругих постоянных. Однако уменьшение наблюдается не только при комнатной температуре, но и при температурах жидкого водорода и жидкого гелия; следовательно, объяснение на основе изменения характеристической температуры не может быть адекватным. Опыты по отжигу показали, что при 170°С сопротивление принимает первоначальное значение. Китинг<sup>112а, 6</sup> не нашёл никаких признаков порядка при рентгенографическом и нейтронографическом исследовании кристаллов латуни (70 % меди и 30 % цинка), отожжённых при 190°С. Его данные показывают, что критическая температура должна быть во всяком случае не выше 95°С. В то же время падение сопротивления во время облучения при комнатной температуре, повидимому, показывает, что при этой температуре имеется некоторая степень порядка.

### § 7. Отжиг дополнительного сопротивления, обусловленного облучением

При рассмотрении действия излучения на сплавы мы видели, что некоторые эффекты имеют место только в тех случаях, когда внедрённые атомы и вакансии являются подвижными. В параграфе, посвящённом влиянию облучения на сопротивление чистых металлов, было показано, что эти эффекты являются более ярко выраженными в тех случаях, когда облучение производилось при температуре ниже комнатной. При этом имеется в виду, что нарушение в решётке, возникающее в результате бомбардировки при низкой температуре, заметно отжигается при нагревании до комнатной температуры.

В данном параграфе мы рассмотрим опыты, поставленные для изучения кинетики этого процесса восстановления дефектов. Прежде чем переходить к изложению результатов отдельных опытов, вероятно, имеет смысл кратко рассмотреть модель кинетики термически активируемого восстановления, с помощью которой анализируется большая часть данных. Если сопротивление частично обусловлено некоторыми дефектами, которые могут отжигаться, и если сопротивление каждого дефекта всегда одно и то же, то отжиг сопротивления будет подчиняться тем же уравнениям, что и отжиг числа дефектов. Далее, если дефекты отжигаются вследствие миграции по решётке до какого-либо места захвата (т. е. до аннигиляции дефекта) и если каждый переход дефекта в процессе миграции требует некоторой энергии активации  $Q$ , то процесс отжига будет описываться известными уравнениями для химических реакций первого или второго порядка в том случае, если дефекты в начале распределены беспорядочно, или некоторыми другими простыми уравнениями в тех случаях, когда распределение дефектов можно описать какой-либо математической формулой. В частности, если этот процесс описывается уравнением первого порядка, то скорость уменьшения числа дефектов равна

$$\dot{n} = - \frac{n\nu}{x} e^{-\frac{Q}{RT}}, \quad (1)$$

где  $n$  — число дефектов,  $x$  — число перемещений дефекта до его аннигиляции,  $\nu$  — атомная частота,  $Q$  — энергия активации и  $T$  — абсолютная температура. Если процесс подчиняется уравнению второго порядка, то получится аналогичное выражение, в котором вместо  $n$  будет входить  $n^2$ . В каждом из этих случаев энергия активации может быть найдена путём изменения температуры и последующего решения уравнений для скорости процесса непосредственно перед изменением и после изменения. Таким образом, если  $r$  — отношение скоростей после и до изменения от температуры  $T$

до температуры  $T'$ , то

$$Q = \frac{T \cdot T'}{T' - T} R \ln r. \quad (2)$$

Такой расчёт является совершенно правильным, если энергия активации не является функцией температуры, даже в том случае, если она зависит от  $n$ . Практически, однако, мы (за исключением особых случаев) не имеем дела с простыми процессами. Поэтому если такой анализ, как мы только что рассмотрели, показывает, что энергия активации является функцией температуры, то это может означать, что либо имеет место один процесс, энергия активации которого действительно зависит от температуры, либо одновременно происходит несколько различных процессов. В первом случае приходится решать дифференциальное уравнение

$$RT^2 \frac{d}{dT} (\lg n) = Q - T \frac{dQ}{dT}. \quad (3)$$

Во втором (и, повидимому, более вероятном) случае рассмотрение оказывается более сложным, поскольку состояние отжига всех различных процессов будет функцией температурной истории образца, и поэтому суммарный процесс отжига не может быть описан простыми кинетическими уравнениями. В этом случае обычно предполагают, что все процессы с энергиями активации ниже определённого значения будут очень быстро отжигаться при изотермическом отжиге, а процессы, энергии активации которых выше этой величины, совсем не отжигаются. Кроме того, можно считать, что наблюдаемый при данной температуре отжиг обусловлен процессами с энергиями активации, заключёнными в очень узком интервале, середина которого определяется уравнением (2). Однако на эти результаты не следует возлагать слишком много надежд, пока не будут подтверждены предположения, лежащие в их основе, и не будет создана соответствующая теория.

После этих замечаний мы перейдём к изложению экспериментальных результатов. Дагдейл<sup>61a, б</sup> изучал отжиг дополнительного сопротивления, возникающего в платине, как под действием облучения в реакторе, так и в результате холодной обработки. Образцы помещались в реактор ВЕРО (Харуэлл) и облучались потоком тепловых нейтронов около  $4 \cdot 10^{18}$  нейтр/см<sup>2</sup> примерно при 50° С. После такого облучения сопротивление образцов, измеренное в тройной точке воды, увеличивалось на 0,3 %. Приблизительно 15 % этого увеличения сопротивления отжигалось в две стадии: при 70° С в течение 646 часов и при 90° С в течение 336 часов. Кривые отжига позволили вычислить энергию активации, причём было получено значение

1,19 эв в прекрасном согласии с величиной 1,20 эв, найденной при точно таком же исследовании образца, сопротивление которого в результате холодной обработки увеличилось на 1,5 %. Это является серьёзным указанием на то, что в обоих случаях имел место один и тот же механизм явления. В более поздней работе Кинчина (сообщено в статье Дагдейла <sup>616</sup>) это исследование было распространено на вольфрам и молибден. В вольфраме 20 % дополнительного сопротивления отжигается при температуре между 70 и 270° С с энергией активации от 1,2 до 1,6 эв; в молибдене 60 % дополнительного сопротивления отжигается между 100 и 160° С с энергией активации от 1,25 до 1,35 эв и 30 % отжигается между 190 и 270° С с энергией активации 1,46 эв. При исследовании образцов молибдена одновременно производились измерения накопленной энергии.

В большинстве работ по отжигу сопротивления, обусловленного облучением, объектами изучения являлись благородные металлы и особенно медь. Маркс, Купер и Гендерсон <sup>151</sup>, Гендерсон, Купер и Маркс <sup>94</sup> и Маркс, Кёлер и Уэрт <sup>152</sup> сообщили о первых исследованиях по низкотемпературной бомбардировке меди, серебра и золота, а также никеля и тантала. Они измеряли изменение сопротивления этих металлов, возникающее в результате дейтронной бомбардировки при —140 и —150° С и нашли увеличение сопротивления, которое подтвердило теоретически ожидаемую зависимость от атомного номера и силы связи. Кроме того, авторы нашли, что эти эффекты при двух указанных температурах различны. Восстановление дефектов при этих температурах происходило, повидимому, с энергией активации около 0,2 эв. Другие наблюдения этих авторов в настоящее время значительно превзойдены более поздними работами Купера, Кёлера и Маркса <sup>466</sup> и поэтому мы их не будем далее рассматривать.

Отжиг радиационных нарушений в меди систематически изучался Эггльстоном <sup>656</sup>, в и Оверхаузером <sup>165а, б, в</sup>. Для изучения восстановления остаточного сопротивления меди после бомбардировки альфа-частицами при —150° С Эггльстон применял метод «пульсирующего» отжига. Он нашёл, что для отжига между —65 и —20° С энергия активации составляет 0,717 эв. Экспериментальные данные в этой области температур описываются уравнением реакции 3-го порядка. Он также нашёл, что для отжига при температурах между 250 и 325° С энергия активации составляет 2,12 эв, а экспериментальные данные описываются уравнением реакции 4-го порядка. Кроме того, Эггльстон сопоставил отжиг сопротивления облучённой меди и медных проволок, подвергшихся холодной обработке в жидком гелии. Примерно до —80° С скорости отжига в этих двух случаях были одинаковыми, но выше этой температуры отжиг радиационного нарушения происходил быстрее, чем отжиг нарушения, обусловленного холодной обработкой. Для объяснения этого

явления полагают, что в случае холодной обработки сопротивление обусловлено дислокациями или что в случае радиационного нарушения вакансии и внедрённые атомы скапливаются, и поэтому отжиг в этом случае происходит легче, чем в случае холодной обработки, когда нарушения распределены в решётке более равномерно.

Здесь следует заметить, что Макрейнольдс и др.<sup>142а, б</sup> изучали отжиг дополнительного сопротивления и критического скалывающего усилия меди и алюминия после низкотемпературной нейтронной бомбардировки. Дополнительное сопротивление частично отжигалось между  $-80$  и  $+20^\circ\text{C}$  с энергией активации  $0,6$  эв, а критическое скалывающее усилие при этом не изменялось. Остальная часть изменения сопротивления и критическое скалывающее усилие отжигались между  $300$  и  $400^\circ\text{C}$  с энергией активации  $2$  эв. В алюминии оба эти свойства отжигались одновременно между  $-80$  и  $-20^\circ\text{C}$  с энергией активации  $0,55$  эв, причём процесс отжига описывался уравнением реакции 2-го порядка.

Оверхаузер<sup>165а, б</sup> бомбардировал медную проволоку дейтронами с энергией  $12$  Мэв при  $-180^\circ\text{C}$  и изучал восстановление нарушений при изотермических отжигах при температурах от  $-185$  до  $+167^\circ\text{C}$ . Он очень точно измерял сопротивление и нашёл, что дополнительное сопротивление  $r$ , обусловленное облучением, не зависит от температуры, или по крайней мере выражается уравнением  $r = r_0(1 + aT)$ , где  $a < 0,0002$ . Повидимому, эти результаты находятся в противоречии с данными Боуэна и Родебека<sup>24а, б</sup>, изложенными в § 5. Непосредственное сопоставление результатов этих двух опытов затруднительно, во-первых, потому, что измерения производились при различных температурах, и, во-вторых, потому, что в статье Боуэна и Родебека не описаны детали экспериментов. Однако кажется мало вероятным, чтобы температурно-зависящая часть сопротивления изменялась под влиянием облучения только при низких температурах.

Основные экспериментальные результаты Оверхаузера относятся к кинетике отжига. Он нашёл, что даже  $-185^\circ\text{C}$  отжиг происходит в достаточной степени, чтобы объяснить большую часть (если не все) спадания кривой «сопротивления — поток», и что восстановление сопротивления при этих низких температурах и в интервале до  $-60^\circ\text{C}$  не может быть объяснено каким-либо процессом с одной энергией активации. Напротив, кажущаяся энергия активации приблизительно пропорциональна абсолютной температуре и составляет  $0,44$  эв при  $-100^\circ\text{C}$ . Этот результат нуждается в дальнейшем рассмотрении, поскольку Оверхаузер для вычисления энергии активации пользовался уравнением (2), а, как сказано выше, такой расчёт верен только в том случае, если энергия активации не зависит от температуры. Действительно, если энергия активации пропорциональна температуре, то подстановка в уравнение (1) показывает, что скорость процесса не должна зависеть от температуры, что на

самом деле не имеет места. Если предположить, что этот процесс представляет собой какой-то один процесс с переменной энергией активации, то результаты Оверхаузера могут быть объяснены при предположении, что левая часть уравнения (3) пропорциональна температуре и что решение получающегося дифференциального уравнения имеет вид

$$Q = BT \lg T + CT,$$

где  $B$  и  $C$  — постоянные величины. При этом предполагается, что

$$\frac{dp}{dt} = AT^{30},$$

если воспользоваться наклоном прямой линии, полученной в опытах Оверхаузера. Таким образом, становится очевидным, что вся концепция, основанная на использовании энергии активации, является малоценной. На самом деле кажется более вероятным, что изменяется не энергия активации одного процесса, а что мы имеем дело с большим числом налагающихся друг на друга процессов. В этом случае, если процессы, идущие при двух температурах, используемых для определения энергии активации, являются различными, то определяющей для скорости отжига может оказаться не энергия активации, а число дефектов, принимающих участие в этих двух процессах. С уверенностью можно утверждать, что ниже  $-100^\circ\text{C}$  отжиг радиационного нарушения не подчиняется простому уравнению активации или какому-либо небольшому числу таких уравнений. Приблизительно половина дополнительного сопротивления отжигается в этой области температур.

В интервале от  $-60^\circ\text{C}$  до комнатной температуры восстановление (в хорошем согласии с наблюдениями Эггльстона) может быть описано как один процесс с энергией активации  $0,68 \pm 0,02$  эв, причём этот процесс объясняет приблизительно четверть дополнительного сопротивления. Другая четверть дополнительного сопротивления не отжигается в изученном интервале температур. Этот процесс описывался уравнением реакции 2,5-го порядка, в то время как вряд ли можно ожидать, чтобы он подчинялся уравнению более чем 2-го порядка. Однако это находится в согласии с наблюдениями Эггльстона, и Оверхаузер объясняет это влиянием напряжений, возникающих в решётке. Маркс<sup>150</sup>, а также Кёлер<sup>122a</sup> указали, что это явление может быть связано со скоплением дефектов, что должно привести к реакции с более высоким кажущимся порядком, чем для такого же процесса в случае равномерно распределённых дефектов. Динес<sup>56d</sup> предложил другое возможное объяснение. Если энергия активации представляет собой линейную убывающую функцию числа имеющихся дефектов, то кривые отжига должны быть



подобны аналогичным кривым для процесса с постоянной энергией активации, но более высокого порядка. К сожалению, стадия, до которой отжиг происходит при данной температуре, в этих опытах с пульсирующим отжигом всегда приблизительно одна и та же, и поэтому неясно, является ли энергия активации постоянной во время отжига при данной температуре; кажется более вероятным, что это не имеет места.

Оверхаузер интерпретирует эти результаты следующим образом. Низкотемпературный отжиг обусловлен рекомбинацией внедрённых атомов и вакансий, причём изменение энергии активации обусловлено различными первоначальными расстояниями между рекомбинирующими внедрёнными атомами и вакансиями. Процесс восстановления при температуре выше  $-40^{\circ}\text{C}$  при малых концентрациях обусловлен объёмной диффузией вакансий и их аннигиляцией с внедрёнными атомами по процессу, описываемому уравнением 2-го порядка. При больших концентрациях процесс восстановления отклоняется от этого обычного уравнения вследствие наличия напряжений решётки, возникающих вокруг атомов внедрения. Если эта интерпретация правильна (а это, повидимому, так, поскольку в закалённом металле и в металле, подвергавшемся холодной обработке, была найдена одинаковая энергия активации, как это будет указано ниже), то измерения самодиффузии, которые дают сумму энергий активации для образования и перемещения, позволяют выделить энергию активации процесса образования вакансий, равную  $1,39\text{ эв}$ , что можно сопоставить с вычисленным значением около  $1,5\text{ эв}$ . Однако дальнейшие работы, которые будут изложены ниже, приводят к сомнению в правильности такого предположения.

В более поздней работе Оверхаузер<sup>165в</sup> измерял энергию, освобождающуюся при нагревании облучённой меди от  $-150^{\circ}\text{C}$  до комнатной температуры после бомбардировки потоком  $0,9 \cdot 10\text{ дейтp/см}^2$  с энергией  $12\text{ Мэв}$ . Он получил эти данные при очень точном измерении температуры облучённого и необлучённого образцов и сосуда, в котором оба образца одновременно нагревались (причём образцы были расположены в симметричных точках сосуда). Этим путём ему удалось найти зависимость скорости выделения энергии от температуры, приведённую в виде кривых на рис. 3. Общее количество тепла, выделяющееся при нагревании до комнатной температуры, составляло около  $0,05\text{ кал/г}$ . Поскольку по расчёту Хантингтона<sup>99б</sup> энергия пары «вакансия — внедрённый атом» составляет  $5\text{ эв}$  (эта цифра вряд ли может быть ошибочна более чем вдвое), то этот опыт даёт возможность оценить число пар, имеющихся в веществе после бомбардировки. Оказалось, что число пар равно  $5 \cdot 10^{-5}$ , что следует сравнить с величиной  $2,5 \cdot 10^{-3}$ , вычисленной по теории Зейтца с использованием значения энергии смещения, найденного Эггеном и Лаубенштейном. Поскольку Оверхаузер одновременно с измерениями выделяющейся энергии измерял также изменения

сопротивления, он мог связать количество выделяющейся энергии с уменьшением сопротивления, и, таким образом, была получена величина  $1,7 \pm 0,2$  кал/г/мком·см. Этой величиной можно пользоваться при вычислении экспериментального значения сопротивления одной пары дефектов, если принять энергию образования, найденную Хантингтоном. Такой расчёт даёт 11 мком·см на один атомный процент пар дефектов. Эту цифру следует сравнить со значением 2,7, вычисленным Джонгенбургером<sup>110</sup>, Абелем<sup>1</sup> и Блаттом<sup>20</sup>. Расхождение примерно в 4 раза скорее объясняется неточностью расчёта сопротивления, а не вычисления энергии обра-

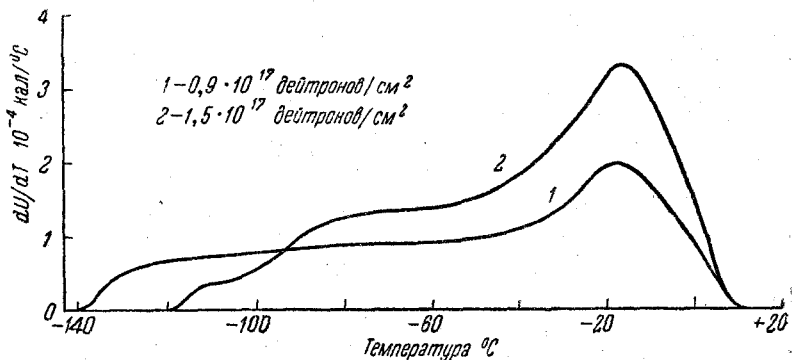


Рис. 3. Выделение скрытой энергии при отжиге двух образцов облучённой меди. Вес каждого образца 0,219 г (Оверхаузер<sup>165в</sup>).

зования дефектов. Однако Блатт, Хьюз и Рубенштейн<sup>21</sup> указывают, что расчёты сопротивления, обусловленного присутствием малых концентраций галлия, германия и мышьяка в меди, приводят к значениям вдвое большим, чем наблюдаемые величины, и что теория в этом случае приводит к расхождениям, имеющим противоположный знак по сравнению с вышеупомянутыми. Оверхаузер (см. Кёллер<sup>122а</sup>) вычислил также энергию, необходимую для отжига пар «вакансия — внедрённый атом», расположенных близко друг к другу; при этом он изменил параметры в своих уравнениях с учётом энергии активации диффузии вакансий, равной 0,68 эв. Различные геометрические конфигурации дают значения энергии 0,20; 0,32; 0,42; 0,46; 0,50 и другие более высокие значения, выраженные в электрон-вольтах. Предполагается, что при очень низкотемпературном отжиге радиационного нарушения может быть использовано самое низкое из вышеуказанных значений энергии.

Повидимому, представляют интерес работы Хоффмана и Рейзора<sup>95</sup> и Гейзора<sup>183</sup>, обнаруживших аналогичные эффекты отжига в медных плёнках, нанесённых в вакууме на стекло при температурах от  $-150$  до  $-100^\circ\text{C}$ . В этом случае разница сопротивлений

была значительно больше (около 700% отожжённого сопротивления), но феноменологически вычисленная энергия активации имела такую же величину.

Как уже было указано в § 5, Купер, Кёлер и Маркс<sup>46а, б</sup> бомбардировали медь, серебро и золото при температуре около 10° К. Они не нашли отжига в тех случаях, когда образцы выдерживались в течение некоторого времени при температуре бомбардировки, а после отжига сопротивление меди и серебра (но не золота) резко уменьшалось соответственно при 40 и 30° К, как это показано на рис. 4. Они полагают, что это явление может быть связано с ре-

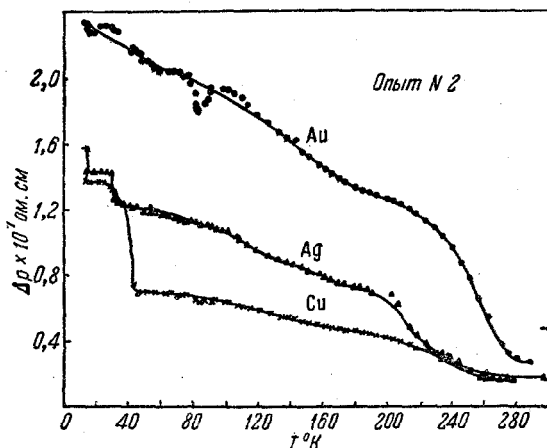


Рис. 4. Температурный отжиг сопротивления образцов меди, серебра и золота, облучённых при температуре около 10° К (Купер, Кёлер и Маркс<sup>46б</sup>).

комбинацией близко расположенных друг к другу пар «вакансия — внедрённый атом»; в то же время эти авторы указывают, что для миграции внедрённых атомов требуется только 0,07 эв, и поэтому миграция также может иметь место при этих температурах. Интегральная доза дейтронов в опытах Купера, Кёлера и Маркса практически такая же, как и в опытах Оверхаузера<sup>165а, б, в</sup>, и следует отметить, что дополнительное сопротивление, сохранявшееся в образцах Купера, Кёлера и Маркса при нагревании до 90° К, составляло около  $1 \cdot 10^{-7} \text{ ом}\cdot\text{см}$ , в то время как изменение сопротивления по данным Оверхаузера составляло  $0,7 \cdot 10^{-7} \text{ ом}\cdot\text{см}$ . Таким образом, видно, что результаты этих двух опытов, очень близки и могут сопоставляться друг с другом. Кроме того, приведенные данные показывают, что при этих температурах эффект низкотемпературной бомбардировки с последующим отжигом в основном такой же, как эффект «высокотемпературной» бомбарди-

ровки. Оверхаузер нашёл, что на двух стадиях отжига, которые он наблюдал, отношение количества выделяющейся скрытой энергии к величине отождённого сопротивления одинаково. Если предположить, что такое же отношение существует и при низкотемпературном отжиге, то результаты Оверхаузера могут быть экстраполированы на эту область температур и можно найти, например, число дефектов, образующихся при  $10^\circ\text{K}$ . Поскольку около 55% увеличения сопротивления отжигается между 10 и  $90^\circ\text{K}$ , степень нарушения в этих образцах приблизительно в 2,6 раза больше, чем степень нарушения, которая отжигалась в опытах Оверхаузера, т. е. происходило смещение около  $1,3 \cdot 10^{-4}$  из общего числа атомов. Эту величину следует сопоставить с цифрой  $2,5 \cdot 10^{-3}$ , вычисленной по теории Зейтца с использованием энергии смещения, найденной Эггеном и Лаубенштейном. При этом следует иметь в виду, что поскольку последняя величина была определена при температуре жидкого воздуха, то может быть несколько завышенной. Учёт этого обстоятельства может ещё ухудшить согласие между двумя вышеприведёнными величинами. Это расхождение будет рассматриваться также в § 14.3.

Интерпретация этих экспериментов была далее рассмотрена Бринкменом, Диксоном и Миченом<sup>28a, 6</sup>. Повидимому, отжиг, наблюдаемый при  $-30^\circ\text{C}$ , является твёрдо установленным явлением, связанным с движением определённых видов дефектов — либо вакансий, либо внедрённых атомов. Для того чтобы решить вопрос о том, какой именно вид дефектов принимает участие в этом процессе, Бринкмен, Диксон и Мичен рассматривают отжиг дополнительного сопротивления, вызываемого холодной обработкой меди. Если предположить, что холодная обработка также приводит к образованию как внедрённых атомов, так и вакансий, но в отличие от облучения в процессе холодной обработки образуется значительно большее число вакансий, чем внедрённых атомов, то возможно, что отжиг в меди, подвергавшейся холодной обработке при  $-30^\circ\text{C}$ , наблюдаемый Эггльстоном<sup>65a</sup>, обусловлен тем же дефектом, который вызывает отжиг в облучённой меди. Возможно также, что отжиг, наблюдаемый между 100 и  $200^\circ\text{C}$  (Боуэн, Эггльстон и Кропшот<sup>23</sup>), обусловлен отжигом какого-то дефекта, совершенно отсутствующего в облучённой меди, когда она достигает этих температур, поскольку в этом случае не наблюдается никакого отжига. Бринкмен, Диксон и Мичен указывают далее, что кинетика отжига этого процесса, по крайней мере на его ранних стадиях, значительно более близка к кинетике миграции точечных дефектов к некоторой «ловушке» на поверхности, чем к кинетике, описываемой уравнением химической реакции. Например, бесконечный начальный наклон кривой, описывающей этот процесс, авторы рассматривают как серьёзное доказательство того, что он обусловлен миграцией точечных дефектов к границам зёрен или к краевым дислокациям. Если оба про-

цесса отжига (при  $-30^{\circ}$  и около  $150^{\circ}\text{C}$ ) обусловлены точечными дефектами, то низкотемпературный отжиг должен быть обусловлен внедрёнными атомами, поскольку только при этом условии можно объяснить, почему отжиг при более высокой температуре происходит при холодной обработке образцов и не имеет места в облучённых образцах. Внедрённые атомы компенсируют почти все вакансии в облучённом образце, но их число недостаточно для того, чтобы дать такой же эффект в веществе, подвергавшемся холодной обработке.

Придя к этому заключению, Бринкмен, Диксон и Мичен указали, что значения энергии активации для этих двух процессов в чистой меди (0,7 и 1,2 эв) практически такие же, как найденные в случае  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , и что интерпретация этих явлений фактически может быть сделана на основе аналогии свойств этих двух веществ.

Однако эта схема предсказывает, что в закалённой меди низкотемпературная стадия отжига вообще не должна иметь места, поскольку в этом случае при низкой температуре не должно быть внедрённых атомов. Далее, поскольку опыты Менинговельда<sup>146</sup> показали, что стадии отжига меди и золота, подвергавшихся холодной обработке, в значительной степени одинаковы, то опыты Кауффмана и Кёлера<sup>111а, б</sup> по отжигу закалённого золота подтверждают этот вывод. Кауффман и Кёлер нашли отжиг ниже комнатной температуры и вычислили на основе своих опытов, что энергия активации равна 0,68 эв. Они приписывают этот отжиг миграции вакансий, и поскольку их опыты по закалке от различных температур привели к энергии активации образования вакансий, равной 1,28 эв, это предположение кажется очень разумным, так как сумма приведенных двух энергий активации должна быть равна наблюдаемой энергии активации для самодиффузии — 1,965 эв. Таким образом, эти две величины хорошо согласуются между собой.

Для объяснения этих результатов по схеме Диксона, Бринкмена и Мичена было бы необходимо утверждать, что медь и золото не подобны друг другу (что кажется мало вероятным) или что процесс отжига обусловлен какими-либо другими дефектами (внедрёнными атомами или двойными вакансиями), присутствующими в закалённом веществе. Однако при наличии двойных вакансий должно иметь место упорядочение в  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , что, по мнению Бринкмена, Диксона и Мичена, представляет собой процесс, аналогичный рассмотренному выше.

Таким образом, если опыты Кауффмана и Кёлера считать надёжными, то в изложенной схеме обнаруживается серьёзное расхождение и представляется наиболее желательным повторить эти опыты с медью, чтобы исключить трудность, связанную со сравнением двух различных металлов. Мичен и Эггльстон<sup>155</sup> провели опыт, приведший к результату, несколько отличному от результатов Кауффмана и Кёлера<sup>111б</sup>. Они измерили сопротивление меди и золота

при различных температурах и предположили, что отклонения от параболической зависимости обусловлены наличием вакансий. Они вычислили значения энергий образования вакансий в меди и золоте (соответственно  $0,90 \pm 0,05$  и  $0,67 \pm 0,07$  эв) и далее, используя значения энергий активации самодиффузии, нашли, что энергия активации миграции вакансий составляет в меди 1,17 эв, а в золоте — 1,54 эв. Изложенные результаты хорошо согласовались бы со схемой Диксона, Бринкмена и Мичена, но этот экспериментальный метод является менее прямым, чем метод Кауффмана и Кёлера, и далеко не очевидно, что кривая «сопротивление — температура» для металла при отсутствии вакансий не имеет членов более высокого порядка, чем второй, как это было предположено Миченом и Эггльстоном.

Дальнейшая трудность в схеме Диксона, Бринкмена и Мичена возникает в связи с тем, что по этой схеме предполагается одинаковое поведение меди и  $\text{Cu}_3\text{Au}$ . Проведённые недавно опыты по определению пороговых энергий для эффекта электронной бомбардировки показали, что в меди энергия смещения равна 25 эв (Эгген и Лаубенштейн<sup>64</sup>), в то время как в  $\text{Cu}_3\text{Au}$  эта энергия меньше 13,5 эв (Дагдейл<sup>616</sup>). Очевидно, что при таких больших расхождениях значений энергии смещения кажется мало вероятным, чтобы значения других энергий были бы практически одинаковыми в этих двух веществах. Однако до тех пор пока не будут проведены дальнейшие исследования по кинетике отжига (в частности, для закалённой меди и  $\text{Cu}_3\text{Au}$ ), все эти вопросы не могут быть решены. Если эти два вещества различны, то энергия активации, равная в случае меди 0,7 эв, может представлять миграцию вакансий, а процесс, идущий с энергией активации 1,2 эв, должен быть ещё объяснён дополнительно. Нечто схожее было найдено в меди (Боуэн, Эггльстон и Кропшот<sup>23</sup>; Сمارт, Смит и Филлипс<sup>201</sup>) и в золоте, подвергавшихся холодной обработке (Мичен и Дикамп<sup>154</sup>), но не в случае закалённых материалов. Таким образом, остаётся возможность, что это явление в какой-то степени связано с дислокациями, хотя трудно полностью понять, что при этом происходит, особенно, если предположить (как это было сделано Бринкменом, Диксоном и Миченом), что кинетика в этом случае такая же, как при трёхмерной миграции дефектов к границам. Если бы оказалось, что процесс с энергией активации 1,2 эв представляет собой миграцию вакансий, то процесс с энергией активации 0,7 эв в закалённом веществе мог бы быть приписан существованию двойных вакансий, которые по расчёту Барглетта и Динеса<sup>11</sup> должны быть значительно более подвижными, чем одиночные вакансии. Однако возможно, что их детальный расчёт содержит ошибки; Ломер (частное сообщение) указал, что в этом расчёте является существенным предположение о гексагональной решётке с плотной упаковкой. При этом предполагается, что атомы не могут выходить из плоскости

решётки. Кроме того, по мнению Ломера, расчёт сил между соседними атомами, следующими за ближайшими, выполненный Бартлеттом и Динесом, вызывает сомнение.

В предшествующем изложении мы концентрировали внимание на значениях энергии активации, полученных из различных опытов по отжигу. Однако эти опыты могут дать и другие сведения, причём наиболее интересные из них касаются времени, необходимого для осуществления отжига (приближение, предложенное Кёлером<sup>1226</sup>). Ломер и Коттрель<sup>138</sup> указали, что, если известна энергия активации и если ввести какие-либо предположения о частоте колебаний, то можно из данных по отжигу вывести среднее число переходов, которые делает дефект, прежде чем происходит его аннигиляция. Если провести такой расчёт, то получается довольно странный результат. При температурах ниже  $-100^{\circ}\text{C}$  число найденных таким путём переходов составляет около  $10^8$ , в то время как при температурах выше  $-60^{\circ}$  оно равно около 10. При нормальном числе вакансий и внедрённых атомов в решётке следует ожидать, что число переходов равно около  $10^4$ , причём это число может несколько увеличиваться с температурой, поскольку уменьшается число мест, в которых дефект может быть захвачен. Таким образом, мы имеем аномально большое число переходов при низких температурах и аномально малое число — при высоких.

Ломер и Коттрель рассмотрели различные возможные объяснения этих аномалий. При высоких температурах наблюдаемый эффект мог бы иметь место, если дефекты, имеющие значение в этой области температур, не могли бы свободно перемещаться по решётке, а захватывались бы вблизи примесных атомов. В этом случае энергия активации отжига не совпадала бы с энергией активации диффузии дефекта, а была бы равна сумме этой энергии и энергии активации процесса удаления дефекта из области, близкой к примесному атому. Поэтому если бы дефект начал двигаться, то он мог бы быстро диффундировать к границе, поскольку тепловая активация была бы значительно большей, чем энергия, требующаяся только для диффузии; таким образом, простой расчёт приведет к аномально малому числу переходов.

Кажется, что это объяснение хорошо согласуется с опытными фактами, но следует заметить, что найденная таким путём энергия активации (если дефектами являются вакансии) не была бы энергией активации диффузии свободной вакансии и, следовательно, не была бы равна разности между значениями энергии активации самодиффузии и образования вакансии. Поскольку Кауффман и Кёлер<sup>1116</sup> в своих опытах с закалкой измерили как эту энергию, так и энергию образования и поскольку сумма этих энергий дала энергию активации самодиффузии, такое объяснение в этом случае не может быть применено, если считать правильным значение энергии образования вакансий, найденное в этой работе, а не

в опытах Мичена и Эггльстона<sup>155</sup>. Дальнейший вывод из этой теории, подлежащий экспериментальной проверке, состоит в том, что энергия активации отжига может существенно зависеть от характера примесей, присутствующих в концентрациях около  $1:10^4$ , чем можно объяснить расхождение результатов, получающихся в различных лабораториях.

Для объяснения очень большого числа переходов при низких температурах Ломер и Коттрель предполагают, что атомы внедрения не могут перемещаться по решётке в трёх направлениях, а их движение ограничено только линиями. Тогда величина  $10^8$  имела бы правильный порядок и находилась бы в согласии с концентрацией  $10^{-4}$  вакансий на каждый узел решётки. Предположение о таком линейном движении внедрённых атомов было бы необходимым, если бы эти атомы размещались не в центре куба решётки, а в плотно упакованном ряду, причём напряжение компенсировалось бы сжатием атомов вдоль одного плотно упакованного направления, образуя при этом дефект, названный Френкелем и Конторовой<sup>81</sup> «гусеницей», а Панетом<sup>168</sup> — crowdion\*). Дефекты такой формы могли бы перемещаться только вдоль плотно упакованных направлений, в которых напряжения релаксируют, и таким образом можно было бы объяснить все результаты. Однако до сих пор вопрос об устойчивости дефектов этого типа ещё не изучен. В работе Фьюса и Штумпфа<sup>82</sup> была вычислена лишь длина такого дефекта.

На этой стадии развития теории, очевидно, возникают другие возможные формы отжига радиационных дефектов в твёрдых телах. Так, например, «гусеница» может быть захвачена вблизи вакансии, находящейся на коротком расстоянии от её оси, и в то время как этот дефект не может аннигилировать с вакансией при этой температуре вследствие движения «гусеницы», вакансия при достаточном повышении температуры может диффундировать, войти в этот дефект и аннигилировать с «гусеницей». Для этого процесса также требуется, чтобы вакансия сделала очень малое число переходов, и таким образом, можно дать другое объяснение малого числа переходов при высокой температуре для случая радиационных нарушений (это объяснение, конечно, непригодно для случая закалки).

Вакансии, находящиеся очень близко к «гусенице», могут перемещаться с энергией активации ниже энергии активации обычной диффузии вакансий, и это может явиться альтернативным объяснением существования области с различной энергией активации, где энергия активации 0,2 эв ассоциируется с движением «гусеницы», а энергия 0,7 эв — с миграцией вакансий. Можно предполагать, что определение порядка реакции могло бы дать

\*) В дальнейшем для обозначения дислокаций этого типа употребляется термин «гусеница». (Прим. переводчика.)



Таблица I

Значения энергии активации и температуры отжига, найденные для меди, серебра и золота и их сплавов

Веще- ство	Метод обработки	Энергия активации (эв)	Температура отжига ( $^{\circ}\text{C}$ )	Ссылка на лите- ратуру
Cu Ag	Дейтронная бомбарди- ровка . . . . .	0,1—0,2	—233 —243	} 46a
Cu	Дейтронная бомбарди- ровка . . . . .	Изменяется с темпера- турой	От —165 до —60	165a,б
Cu	Холодная обработка . .	Разброс	$< -140$	65a
Cu	» » . .	0,44	От —140 до —70	65a
Cu	» » . .	0,20	От —150 до —50	146
Ag	» » . .	0,18	От —150 до —80	146
Au	» » . .	0,29	От —150 до —50	146
Cu	Дейтронная бомбарди- ровка . . . . .	0,68	От —60 до 170	165a,б
Cu	Бомбардировка $\alpha$ -части- цами . . . . .	0,72	От —65 до —20	65в
Cu	Нейтронная бомбарди- ровка . . . . .	0,6	От —80 до 20	142б
Cu	Холодная обработка . .	0,67	От —70 до 20	65a
Cu	» » . .	0,88	От —50 до 50	146
Ag	» » . .	0,65	От —80 до 0	146
Au	» » . .	0,69	От —50 до 50	146
Au	Закалка . . . . .	0,68	От —30 до 15	111б
Cu <sub>3</sub> Au	Протонная бомбарди- ровка . . . . .	—	От —60 до 0	286
Ag—Zn	Закалка . . . . .	0,8	От 40 до 80	189
Cu	Холодная обработка . .	1	От 80 до 200	201
Cu	» » . .	1,23	От 100 до 250	23
Cu	Высок. темпер. (измер. сопротивлен.) . . . .	1,17	—	155
Au	Холодная обработка . .	1,29	От 150 до 200	154
Au	Высок. темпер. (измер. сопротивлен.) . . . .	1,54	—	155
Cu <sub>3</sub> Au	Электронная бомбарди- ровка, холодная обра- ботка или закалка . .	0,9	От 100 до 130	{ 3 286 62
Ag—Zn	Закалка . . . . .	1,1	От 40 до 80	189
Cu	Бомбардировка $\alpha$ -части- цами . . . . .	2,12	От 250 до 325	65в
Cu	Нейтронная бомбарди- ровка . . . . .	2	$\sim 320$	142б
Cu	Самодиффузия . . . .	2,05	—	144

основание для выбора одной из этих двух возможностей, поскольку процессы аннигиляции находящихся близко друг от друга пар и систем «вакансия — гусеница» являются мономолекулярными процессами, в то время как миграция и аннигиляция атомов внедрения «гусениц» и вакансий являются бимолекулярными процессами. Однако способность радиационных нарушений скапливаться в определенных местах решетки обычно мешает осуществлению этой возможности, приводя к аномально высокому кажущемуся порядку реакции (Эггльстон<sup>65б,в</sup>). Повидимому, при рассмотрении результатов опытов с образцами, в которых нарушения вызваны электронной бомбардировкой, указанные затруднения не возникают.

Кроме того, для объяснения небольшого числа переходов при высоких температурах можно предположить, что вакансии объединяются попарно, а эти двойные вакансии перемещаются со значительно меньшей энергией активации.

Таким образом, в настоящее время нельзя сказать, какой из процессов является определяющим для отжига на любой стадии даже в наиболее подробно изученном металле — меди. Поэтому известные данные представлены нами в виде двух таблиц: таблицы I, в которой приведены найденные энергии активации и температуры отжига, и таблицы II, содержащей схемы, предложенные для объяснения отжига меди. Дальнейшее рассмотрение этой проблемы читатель может найти в работе Ван-Бурена<sup>34</sup>.

## § 8. Влияние излучения на механические свойства металлов

8.1. Крип. Первым сообщением о влиянии излучения на механические свойства была работа, в которой изучалось увеличение скорости крипа монокристаллов кадмия под влиянием бомбардировки альфа-частицами полония. Андраде<sup>4а,б</sup> нашёл, что соприкосновение источника с кристаллом вызывало немедленное увеличение скорости течения (до пятикратного). Эффект был более заметным, если источник подводился к кристаллу вскоре после начала опыта, т. е. когда кристалл находился в переходной области замедления крипа. На более поздней стадии на кривой крипа не было получено каких-либо заметных эффектов. Андраде предположил, что этот эффект может быть обусловлен образованием плоскостей скольжения под влиянием альфа-частиц, а более поздние стадии крипа связаны с дальнейшим скольжением по существующим плоскостям и поэтому альфа-излучение на этой стадии уже не оказывает влияния. К сожалению, ни в одном из своих опытов Андраде не проверял, будет ли крип принимать более низкое значение, если удалить источник излучения; опыты Андраде были прерваны в связи с войной. Недавно Мейкин<sup>145а,б</sup> попытался повторить эти опыты; однако, хотя он располагал более мощным источником полония

Таблица II

Схемы, предложенные для объяснения отжига меди \*)

Энергия, эв	Темпе- ратура, °С	Брум <sup>29</sup>	Бринкмен и др. <sup>28б</sup>	Зигер <sup>195</sup>	Ломер и Коттрель <sup>138</sup>	
					схема I	схема II
0,1—0,2	—233	Миграция вне- дрённых атомов	Аннигиляция пар, находящихся да- леко друг от друга	Отжиг расплав- ленных областей	Миграция вне- дрённых атомов	Миграция «гусе- ниц»
От 0,2 до 0,5	От —160 до —60	Миграция ско- плений вакансий	То же	Миграция ско- плений вакансий	Освобождение захваченных вне- дрённых атомов	Освобождение захваченных «гусениц»
0,7	От —60 до 50	Миграция вакан- сий	Миграция вне- дрённых атомов	Миграция вне- дрённых атомов	То же	Диффузия вакан- сий к «гусени- цам»
1,2	100	—	Миграция вакан- сий	Миграция вакан- сий	Миграция вакан- сий	—
2,1	320	Самодиффузия	Самодиффузия	Самодиффузия	Самодиффузия	Самодиффузия

\*) В данной таблице фамилии авторов в первой строке указывают, в каких работах следует искать основные черты схем, приведённых в таблице. При этом только схема Зигера <sup>195</sup> приведена в таблице полностью. В других случаях детали схем, приведенных в таблице, могут отличаться от взглядов, изложенных в своё время указанными авторами.

( $5 \cdot 10^8$   $\alpha$ -частиц/ $\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ ), чем Андраде ( $1,5 \cdot 10^8$   $\alpha$ -частиц/ $\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ ), никакого эффекта обнаружено не было. При этом было замечено, что бомбардировка в течение 1—2 часов перед началом опыта приводила к некоторому уменьшению скорости крива. Подобный опыт, проведённый Шмидом и Линтнером<sup>192а,б</sup> на монокристаллах цинка, показал, что в этом случае бомбардировка  $\alpha$ -частицами полония приводила к увеличению прочности кристалла во время крива. Их метод испытания заключался в проведении крива кристалла в течение одной минуты, в снятии напряжения на 3 минуты, затем снова

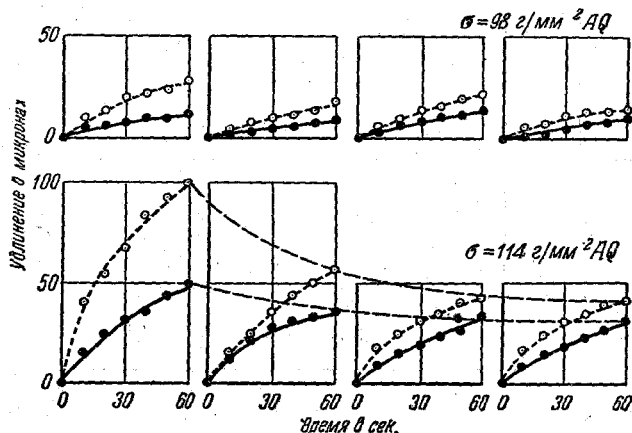


Рис. 5. Кривые текучести кристаллов цинка при облучении альфа-частицами (● — без облучения (○ — с облучением). Образцы испытывались без облучения в течение 1 минуты, затем перерыв в течение 3 минут, испытание при облучении, перерыв 3 минуты и т. д. (Шмид и Линтнер<sup>192б</sup>).

в течение одной минуты кристалл подвергался криву и т. д. Такие кривые крива снимались в присутствии источника излучения. Авторы нашли, что скорость крива при облучении была только в 2 раза меньше, чем без облучения (этот факт был бы не таким поразительным, если бы снимались кривые крива в течение некоторого времени после облучения), как это показано на рис. 5. Этот эффект очень трудно объяснить, поскольку облучение было очень слабым (применялись источники с активностью менее 20 mCi), и если бы эти эффекты были обусловлены образованием поверхностной плёнки, то перед следующим измерением без облучения отжиг не должен был бы иметь места. Однако, как можно видеть из рис. 5, некоторый отжиг всё же, повидимому, происходит. Один опыт, проведённый с нейтронным источником (радон — бериллий), показал противоположный эффект, а именно небольшое (20%) увеличение скорости крива (рис. 6). Следует надеяться, что такого рода испытания будут продолжены, причём источник излучения

будет подводиться к кристаллу и удаляться от него во время измерения крипа (метод испытания, использованный Мейкином). При таких низких дозах облучения вряд ли можно ожидать измеримых эффектов во всей толще вещества. Набарро<sup>159</sup> оценил крип, которого можно ожидать в твёрдом теле при наличии дополнительного числа вакансий и внедрённых атомов, возникших вследствие нейтронной бомбардировки, и нашёл, что этот эффект, вообще говоря, очень невелик. Были опубликованы некоторые опыты, проведённые

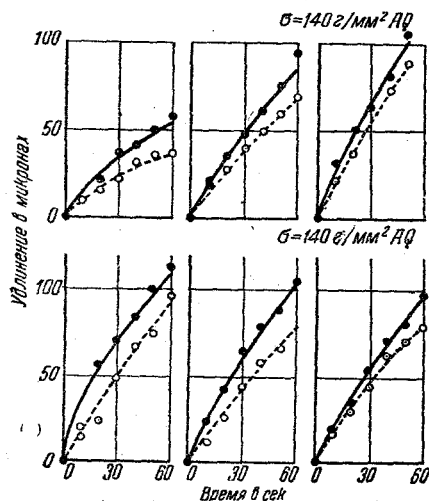


Рис. 6. Кривые текучности кристаллов цинка при облучении нейтронами от радон-бериллиевого источника (●—●) и без облучения (○—○). Метод испытания такой же, как и в опытах, представленных на рис. 5 (Шмид и Линтнер<sup>1926</sup>).

с поликристаллическими образцами. Джонс, Мунро и Ханкок<sup>109а,б</sup> изучали крип поликристаллического алюминия в процессе бомбардировки в канадском реакторе NRX потоком быстрых нейтронов —  $1,3 \cdot 10^{12}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек. Этот опыт осуществлялся путём изменения скорости радиального расширения трубы, подвергающейся внутреннему давлению, причём радиальное увеличение измерялось по изменению давления воздуха, протекающего сквозь круглое отверстие вокруг трубы. Результаты показали, что облучение не приводит к большим изменениям скорости крипа.

Джеппсон, Матер и Йоки<sup>104</sup>, Андрю, Джеппсон, Матер и Йоки<sup>6</sup>, Джеппсон, Матер, Андрю и Йоки<sup>103</sup> опубликовали результаты испытания алюминия при бомбардировке на циклотроне. При бомбардировке потоком  $1,2 \cdot 10^{13}$  α-частиц/см<sup>2</sup>·сек они не нашли заметных изменений. Фактически как Джонс и др., так и Джепп-

сон и др. нашли уменьшение скорости крипа во время бомбардировки, не превышающее ошибок опыта. Витциг<sup>222а, б</sup>, в бомбардировал медную проволоку диаметром 0,5 мм дейтронами на циклотроне. Автор считает, что его опыты проведены на второй стадии кривой крипа, но из кривых, приведенных в его работах, следует, что при этом имело место замедление текучести. Никаких эффектов при этом не наблюдалось (точность измерений  $\pm 20\%$ ); поскольку концентрация вакансий оценённая, исходя из потока дейтронов  $10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ , составляет  $1:10^7$  атомов, — это не очень удивительно. Можно было бы ожидать возникновения какого-либо эффекта, обусловленного присутствием тепловых клиньев, но и в этом случае вследствие того, что заметное повышение температуры происходит лишь в малом объёме, а также вследствие малой продолжительности этого повышения температуры вряд ли можно получить измеримые эффекты, обусловленные прямым действием излучения или влиянием радиационных нарушений, как это имеет место в поверхностном катализе в форме, предложенной Андраде.

Имеется ещё сообщение об экспериментах, проведённых в университете Пардью (Purdue). Предварительное описание аппаратуры было изложено Гоззиком<sup>87а, б</sup> и Пизарро<sup>174</sup>, которые наметили провести измерения предела текучести и модуля Юнга молибдена, а также текучести образцов поликристаллической меди диаметром 0,3 мм до и после дейтронной бомбардировки. Предварительные результаты опытов по измерению текучести показали, что при малых потоках заметных изменений скорости текучести не наблюдается (Ларк — Горовиц<sup>126б</sup>).

8.2. Твёрдость. Повидимому, из механических измерений самым простым является измерение твёрдости вдавливания, и ряд исследователей использовали это свойство, чтобы получить некоторое представление о поведении металлов после облучения. Биллингтон и Зигель<sup>17</sup> изучали влияние облучения в атомном реакторе на твёрдость (по Роквеллу —  $R_F$ ) отожжённой меди и меди, подвергавшейся холодной обработке. Для отожжённой меди твёрдость (по Роквеллу) изменялась от  $R_F$  43 до  $R_F$  90, а для образца меди, подвергавшегося холодной обработке, — от  $R_F$  93 до  $R_F$  97. В сплавах «медь — бериллий» твёрдость изменялась с изменением электрического сопротивления. Увеличение твёрдости также наблюдалось в нержавеющей стали, монель-металле, латуни 65/35 и силиконовой бронзе.

Гейб и Грейс<sup>83а, б</sup>, Хармон, Эйдам и Гейб<sup>89</sup>, Хармон, Хорват и Гейб<sup>90</sup> изучали влияние дейтронной бомбардировки на твёрдость молибдена, применяя индентер Кнупа с различными нагрузками. Несмотря на большой разброс экспериментальных результатов, который частично может быть объяснён различной ориентацией зёрен и другими устранимыми причинами, можно наблюдать увеличение твёрдости отожжённого образца. Более поздние опыты, проведённые

ные при несколько меньших степенях облучения, привели к значительно меньшим изменениям. Таким образом, этим результатам не следует придавать большого значения до проведения дальнейших исследований. Следует отметить, что внешний вид образца после облучения изменялся: на нём появлялась поверхностная плёнка неизвестного состава, которую можно было удалить с помощью трихлорэтилена, однако эта плёнка могла всё же оказывать влияние на твёрдость.

Чтобы избежать влияния тепловых клиньев, Диксон и Мичен<sup>59</sup> использовали электроны с энергией 1 Мэв для бомбардировки меди при  $-20^{\circ}\text{C}$ . Измерения твёрдости показали увеличение от 44,3 до 47,7  $\text{VPN}^*$ ; приблизительно половина этого увеличения отжигалась при  $170^{\circ}\text{C}$  в течение 8 часов, что может быть приписано главным образом закалке, вызванной исключительно наличием вакансий и внедрённых атомов.

Меррей и Тейлор<sup>158a, б, в</sup>, результаты которых по измерению электрического сопротивления системы «медь — бериллий» были изложены выше, также нашли, что твёрдость большого числа твёрдых растворов этих сплавов увеличивалась в результате облучения на 10—20  $\text{VPN}$ , а в сплаве  $\text{Cu} - \text{Be}$  — примерно на 40  $\text{VPN}$ . Это увеличение никак не связывалось с увеличением сопротивления. Указанное различие сплавов, кристаллизующихся при затвердевании, приписывается тому, что для этих двух эффектов нужны частицы различных размеров. Филлоу, Хальтман и Мехлин<sup>71</sup> измеряли твёрдость своих образцов  $\text{Cu}_3\text{Au}$  по Викерсу; в разупорядоченных образцах твёрдость увеличивалась от 100 до 121  $\text{VPN}$ , а в упорядоченных от 110 до 158  $\text{VPN}$ , причём большее изменение главным образом связано с дальнейшим увеличением степени порядка. Это подтверждалось увеличением резкости линий на рентгенограммах этих образцов.

8.3. Кривая «напряжение — деформация» для монокристаллов. Блюитт и Кольтман<sup>22a</sup> исследовали влияние облучения в атомном реакторе на кривые «напряжение — деформация» монокристаллов меди при комнатной температуре и при температуре жидкого азота. Первые опыты показали, что образец, облучённый дозой  $1,8 \cdot 10^{18}$  *быстр. нейтр./см<sup>2</sup>* и испытанный при комнатной температуре, имел критическое напряжение сдвига  $1,94 \text{ кг} \cdot \text{мм}^{-2}$  вместо  $0,24 \text{ кг} \cdot \text{мм}^{-2}$  для необлучённого образца. Дальнейшие опыты Джемисона и Блюитта<sup>102a, б</sup> показали, что в облучённых монокристаллах линии скольжения сгруппированы более близко друг к другу и наблюдалось большее поперечное скольжение, чем в необлучённых кристаллах. При возникновении новой системы скольжения имело место уменьшение напряжения. Все эти эффекты подобны явлениям, наблюдаемым в необлучённой

\*) Измерения методом нормальной пирамиды Вickers.

альфа-латуни. При понижении температуры измерения (но не температуры, при которой производилось облучение) до  $78^{\circ}\text{K}$  критическое напряжение сдвига ещё увеличивалось (для необлучённых кристаллов оно не зависело от температуры). Однако начальная скорость закалки в результате обработки настолько уменьшалась, что эту кривую нельзя было отличить от кривой для необлучённого кристалла примерно после 20%-ного растяжения. Поперечное скольжение было не столь явным, а линии скольжения были расположены более близко друг к другу и группировались в меньшем числе, чем при комнатной температуре. Некоторые облучённые кристаллы хрупко разрушались при  $78^{\circ}\text{K}$  после нескольких слышимых потрескиваний.

Редман, Колтман и Блюитт<sup>184</sup> изучали восстановление критического напряжения сдвига кристаллов меди. Они отжигали образцы при температурах между  $300$  и  $400^{\circ}\text{C}$ . При этом не наблюдалось никакой рекристаллизации, хотя критическое напряжение сдвига было превзойдено на величину от  $0,2$  до  $3,5 \text{ кг}\cdot\text{мм}^{-2}$ . Время релаксации восстановления критического напряжения сдвига изменялось от  $400$  часов при  $305^{\circ}\text{C}$  до  $11$  минут при  $385^{\circ}\text{C}$ , а энергия активации оказалась равной  $2,2 \text{ эв}$ . Эта величина энергии активации больше, чем энергия активации, найденная для восстановления электрического сопротивления; она имеет тот же порядок величины, что и энергия активации для самодиффузии, т. е. процесса образования и движения вакансий.

Макрейнольдс, Огустиньяк, Маккеон и Розенблатт<sup>142а, б</sup> изучали изменение критического напряжения сдвига меди и алюминия после интенсивной нейтронной бомбардировки при температуре ниже  $-150^{\circ}\text{C}$  и нашли изменение на несколько сот процентов. Для меди они нашли, что это изменение отжигалось приблизительно при  $320^{\circ}\text{C}$  одновременно с отжигом той части увеличения сопротивления, которая оставалась после проведения низкотемпературного отжига. В случае алюминия оба эти свойства отжигались в области от  $-80$  до  $-20^{\circ}\text{C}$ . Энергии активации оказались равными соответственно  $2$  и  $0,55 \text{ эв}$ .

Кунц и Холден<sup>125а, б</sup> изучали влияние нейтронной бомбардировки на кривые «напряжение — деформация» монокристаллов. Они работали при общем потоке, равном приблизительно  $0,1$  потока, применявшегося в работе Макрейнольдса и др., и облучали образцы при комнатной температуре. Поэтому не удивительно, что для кристаллов свинца они не нашли никаких изменений; другие образцы — железо и цинк — показали заметные изменения. Отжиг кристаллов железа при температурах между  $200$  и  $500^{\circ}\text{C}$  привёл к определению энергии активации восстановления предела текучести, равной  $3,1 \text{ эв}$ , т. е. к такой же величине, как энергия активации самодиффузии. Холден и Кунц<sup>96</sup>, Кунц и Холден<sup>125б</sup> предположили, что поскольку изменение предела текучести отжигается



только с энергией активации самодиффузии, то основным механизмом может быть образование агломератов внедрённых атомов. Однако рентгенографические данные трудно интерпретировать таким образом. Поэтому агломераты внедрённых атомов должны быть похожими на зоны Престона — Гинье. Авторы предложили провести следующие опыты для решения этой проблемы: 1) облучение при  $78^{\circ}\text{K}$ , что по их теории должно дать меньшее влияние на напряжение сдвига, если внедрённые атомы не образуют агломераты (хотя, как мы уже видели, Макрейнольдс и др.<sup>1426</sup> нашли, что критическое напряжение сдвига во всяком случае увеличивается более значительно при этой температуре); 2) измерение электрического сопротивления параллельно и перпендикулярно к плоскости базиса в металлах с гексагональной структурой. В таких случаях агломераты должны образовываться параллельно плоскости базиса и, следовательно, оказывать различное влияние на сопротивление в этих двух направлениях. Холден и Кунц показали также, что если имеет значение окружение дислокаций точечными дефектами, то образцы, в которых имеются нарушения, должны подвергаться механическому старению.

Келли<sup>114a, 6</sup> изучал влияние бомбардировки альфа-частицами при  $-100^{\circ}\text{C}$  на структуру полос скольжения в алюминии с помощью электронного микроскопа. Он нашёл, что в образцах, испытанных при  $-196^{\circ}\text{C}$ , имело место увеличение скольжения вдоль данной плоскости в сравнении с необлучёнными образцами, испытанными (при изгибе) при таких же напряжениях. В образцах, испытанных при комнатной температуре, этот эффект не был обнаружен, что не является неожиданным, если учесть результаты по отжигу, полученные Макрейнольдсом и др. Испытание образцов при  $-78^{\circ}$  дало менее чёткие результаты. Следует упомянуть об аналогичном результате, полученном Меддином и Коттрелем<sup>143</sup>, нашедшими, что закалённые кристаллы алюминия показывают значительное увеличение предела текучести, уменьшенную скорость механической закалки и более грубые полосы скольжения, чем кристаллы, подвергавшиеся медленному охлаждению. Этот эффект может быть объяснён толчками, обусловленными вакансиями на дислокациях, и происходит при комнатной температуре, поскольку в этом случае не имеется внедрённых атомов, которые могли бы рекомбинировать с вакансиями. В случае облучения влияние на критическое напряжение сдвига может быть также обусловлено вакансиями и внедрёнными атомами, мигрирующими к дислокациям, хотя кажется, что отжиг должен происходить другим путём и аргументы, выдвинутые Кунцем и Холденом, всё же нуждаются в проверке. Если внедрённые атомы подвижны при температурах ниже температуры жидкого азота, то они могут обуславливать увеличение предела текучести, наблюдаемого при этой температуре, или, с другой стороны, плотность дефектов может быть достаточной

для того, чтобы дислокации захватили достаточное число этих дефектов для повышения предела текучести даже при отсутствии миграции. Однако в настоящее время механизм закалки ещё неизвестен, и для проверки различных теорий нужно провести дальнейшие эксперименты.

8.4. Кривая «напряжение — деформация» для поликристаллов. Одним из наиболее заметных эффектов влияния излучения на механические свойства является влияние на переход «пластичность — хрупкость». Это явление наблюдалось на молибдене Брэчем, Макхью и Хокенбери<sup>33а, 6</sup>. Нейтронное облучение при дозе от  $1,9$  до  $5,9 \cdot 10^{20}$  нейтр/см<sup>2</sup> приводило к повышению температу-

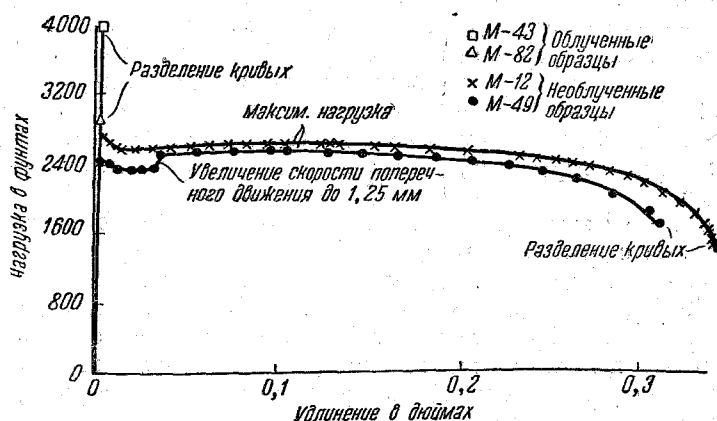


Рис. 7. Кривые удлинения под нагрузкой облученного и необлученного молибдена при комнатной температуре (Бреч, Макхью и Хокенбери<sup>33б</sup>).

ры перехода «пластичность — хрупкость» от  $-30$  до  $+70^\circ\text{C}$ , и, таким образом, влияние на кривую «напряжение — деформация» при комнатной температуре было наиболее поразительным (рис. 7). Бреч и др. провели испытание на растяжение при температурах от  $21,8$  до  $100^\circ\text{C}$  и нанесли на график относительное напряжение в функции температуры. Было показано, что кривые хрупкой прочности и кривые пластического течения возрастали, причём последняя возрастает значительно больше, что приводит к повышению температуры перехода (рис. 8). Поскольку в процессе облучения микроструктура образца не изменялась, Бреч и др. приписали этот эффект влиянию точечных дефектов.

Мейкин (частное сообщение) испытывал различные металлы после облучения в атомном реакторе дозой  $5 \cdot 10^{19}$  нейтр/см<sup>2</sup>. Он нашёл, что предел текучести молибдена увеличивался при комнатной температуре и при  $150^\circ\text{C}$  на  $4\%$ ; для титана увеличение при-

температуре жидкого воздуха составляло 15%, а при 200° — около 7%. В никеле этот эффект был ещё большим: предел текучести при 78° удваивался, а при 300° увеличивался на 35%. Пластичность, измеренная по уменьшению растяжения, уменьшалась так же, как скорость затвердевания, так что площадь кривой на графике «напряжение — деформация» никеля изменялась лишь незна-

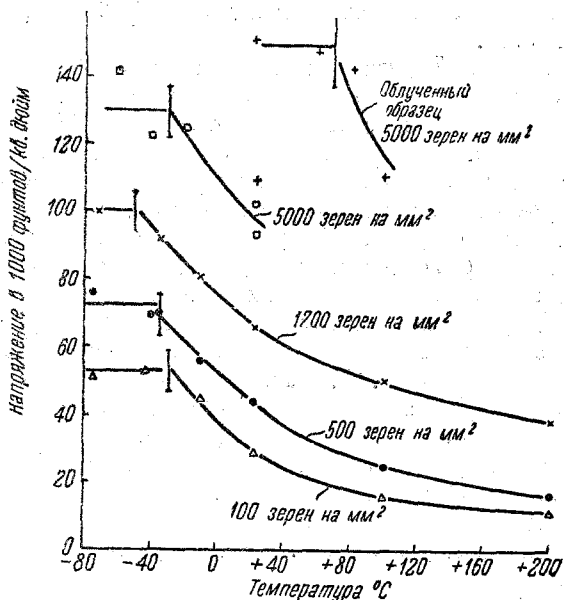


Рис. 8. Предел текучести и прочности напряжения для молибдена в зависимости от размера зёрен, нейтронного облучения и температуры. Кривые предела прочности изображены слева от вертикальных линий, а кривые течения — справа (Брэч, Маихью и Хокенберги<sup>336</sup>).

чительно. Аналогичный результат был получен при исследовании меди. Образцы меди и никеля подвергались отжигу, причём изменение предела текучести меди отжигалось между 300 и 360° С с энергией активации 2,05 эв, а в никеле отжиг происходил между 340 и 400° с энергией активации 2,63 эв. Однако в этом случае некоторый отжиг, повидимому, происходил также между 100 и 300°. Повидимому, отжиг никеля происходил значительно быстрее (примерно в 100 раз), чем отжиг меди. Эксперименты для проверки этого явления, а также для изучения влияния дозы нейтронов и предварительной холодной обработки продолжают. Следует распространить эти эксперименты на другие металлы.

Мейер<sup>156</sup> изучал влияние дейтронной бомбардировки на чувствительность мягкой стали к надразам и нашёл, что температура перехода «пластичность — хрупкость» возрастала от  $-1$  до  $18^{\circ}\text{C}$  и не является линейной функцией дозы. Твёрдость по Кнупу также увеличивалась от 180 до 380. Характер отжига в этом случае отличался от отжига образцов, закалённых в результате обработки, и происходил между  $260$  и  $480^{\circ}\text{C}$  с переменной энергией активации; эффект  $-5\%$ , вызванный холодной обработкой, отжигался между  $315$  и  $371^{\circ}$ .

Стиль и Уоллес<sup>207</sup> изучали влияние нейтронной бомбардировки на кривые «напряжение — деформация» ряда алюминиевых сплавов в отожжённом состоянии, а также в состояниях деформационной закалки и старения. Вообще говоря, они нашли, что как предел текучести, так и предельное напряжение растяжения увеличиваются, причём это увеличение является наибольшим для отожжённых образцов. С другой стороны, это увеличение в сплавах с деформационной закалкой было достаточным, чтобы повысить предел растяжения до значений, превышающих величины, получающиеся при оптимальном деформационном затвердевании. Пластичность в большинстве случаев (но не всегда) уменьшалась. Экспонента деформационного затвердевания (т. е. наилучший степенной закон, которому удовлетворяет реальная кривая «напряжение — деформация») была больше для облучённых образцов, что согласуется с ранними наблюдениями по увеличению предела текучести, но приводит к уменьшению скорости затвердевания. Положительной стороной этих опытов является испытание в условиях облучения 20—25 образцов каждого сплава, что позволяет проверить воспроизводимость результатов.

Влияние облучения на различные конструкционные материалы изучалось Сеттоном и Лизером<sup>212a, 6</sup>. Они приводят таблицы, показывающие влияние доз приблизительно до  $3 \cdot 10^{20}$  *тепл. нейтр/см<sup>2</sup>* (около  $1 \cdot 10^{20}$  *быстр. нейтр/см<sup>2</sup>*) при температурах от  $20$  до  $250^{\circ}\text{C}$  на твёрдость различных сталей и сплавов на основе никеля, кобальта и циркония, на предел прочности на растяжение и на пластичность тех же веществ, а также вольфрама, тантала и некоторых сплавов этих металлов. Кроме того, изучались другие свойства: поведение некоторых сортов котельной стали при ударе, плотность сталей и сплавов никеля и кобальта, магнитная восприимчивость и электрическое сопротивление сталей. Результаты, полученные этими авторами, показывают, что в более мягких материалах в результате облучения имеет место большее затвердевание, чем в более твёрдых материалах, и что влияние облучения на стали не является простой функцией содержания углерода. Эти эффекты имеют тенденцию к насыщению до полного охрупчивания материалов. Как и в других, описанных выше экспериментах, температура перехода «пластичность — хрупкость» по-

вышалась. Сеттон и Лизер не считают, что эти эффекты достойны большого внимания конструкторов, хотя их всё же следует принимать во внимание. Измерения магнитной восприимчивости показали, что имеется некоторая тенденция к фазовому переходу от аустенитного к ферритному железу (это приводит к увеличению восприимчивости на 600% после облучения дозой  $10^{19}$  нейтр/см<sup>2</sup>), но Сеттон и Лизер не считают, что степень превращения достаточна для заметного увеличения коррозионной восприимчивости обычных нержавеющих сталей.

Типичные цифры для эффектов, наблюдаемых Сеттоном и Лизером (процентные увеличения), следующие: для твёрдости — в углеродных сталях 40%, в нержавеющих сталях 100%, в никеле 140%, в цирконии 100%; для предела прочности на растяжение — в углеродистых сталях 10%, в нержавеющих сталях 20%, в никеле 40%, в цирконии 5%; для предела текучести — двойное увеличение по сравнению с увеличением предела прочности на растяжение.

8. 5. Внутреннее трение. Ли и Новик<sup>133</sup> провели исследование с целью выяснения вопроса о влиянии облучения в реакторе на внутреннее трение сплава меди с алюминием (17 атомн. %). Они не обнаружили никакого влияния, и, поскольку закалка этого сплава от высокой температуры оказывала заметное влияние на время релаксации при температурах от 114 до 162°С, авторы считают, что этот отрицательный результат показывает, что вакансии, образующиеся в результате облучения, в значительной мере ликвидируются другими дефектами, подвижными при температурах ниже комнатной. Никаких других данных по измерению внутреннего трения облучённых металлов неимеется.

8. 6. Упругие постоянные. Влияние облучения на упругие постоянные было объектом теоретических расчётов Динеса<sup>56а</sup>, нашедшего, что внедрённые атомы должны давать значительно больший эффект, чем вакансии. Хотя этот расчёт был впоследствии поставлен под сомнение (Набарро<sup>159б</sup>, Динес<sup>56б</sup>), всё же кажется вероятным, что увеличение объёмного модуля упругости при наличии внедрённых атомов должно быть большим, чем уменьшение этого модуля при наличии такого же числа вакансий. Для подтверждения этих соображений Динес<sup>56в</sup> сообщил, что (по предварительным данным Боумана и Тарпиниана) модуль Юнга меди увеличивается при облучении на циклотроне на 10%. Окончательные результаты этой работы ещё не опубликованы. В противоположность этим результатам Чарльзби, Ханкок и Сансом<sup>37а, б</sup> не нашли какого-либо значительного влияния облучения в реакторе на модуль упругости аустенитной стали. Они провели для этой цели весьма остроумный опыт, в котором облучению в реакторе подвергались часы. Кроме того, Куниц и Холден<sup>125а, б</sup> сообщили о том, что при облучении меди в реакторе дозой  $2,4 \cdot 10^{18}$  нейтр/см<sup>2</sup> не было

обнаружено каких-либо изменений упругих постоянных, превышающих точность измерений (около 1%). Оба эти исследования проводились при обычной температуре, имеющейся в реакторе, и возможно, что эффект, о котором сообщил Динес, имел место при более низкой температуре.

Дикемп и Криттенден<sup>55</sup> сообщили, что в результате облучения меди дозой  $9 \cdot 10^{16}$  дейтронов с энергией 20 Мэв при  $-175^\circ\text{C}$  модуль сдвига уменьшился приблизительно на 1,5%. Примерно  $\frac{1}{3}$  этого изменения модуля отжигалась при  $-125^\circ$ ; при  $-75^\circ$  имел место дальнейший очень незначительный отжиг. Отжиг уменьшения модуля завершался между  $-50^\circ$  и  $+100^\circ$ . По мнению Дикемпа и Криттендена форма кривой, описывающей ход отжига модуля сдвига с температурой показывает, что низкотемпературное восстановление соответствует перераспределению дислокаций до тех пор, пока последние не захватываются вакансиями или внедрёнными атомами, и что последующий отжиг основан на движении внедрённых атомов и аннигиляции вакансий. Это объяснение предполагает, что восстановление модуля сдвига обусловлено образованием или освобождением дислокаций. С другой стороны, можно ожидать, что точечные дефекты также уменьшают модуль сдвига и в этом случае весь эффект может быть обусловлен исчезновением этих дефектов. В пользу этого последнего объяснения, повидимому, говорят результаты последней работы Дикемпа<sup>54</sup>, в которой бомбардирующими частицами являлись электроны с энергией 1 Мэв. К сожалению, в этой работе не указано значение модуля сдвига необлучённого образца, но отжиг привёл к следующим изменениям: от  $-196$  до  $-50^\circ\text{C}$  — увеличение на 4%; от 25 до  $+50^\circ$  — никаких изменений; при  $75^\circ$  — уменьшение на 0,5%; от 100 до  $200^\circ$  — никаких изменений; от 250 до  $350^\circ$  — уменьшение на 2%. Объяснение этих эффектов затруднительно, но изучение их связи с отжигом других свойств облучённой меди могло бы пролить свет на процессы скопления и аннигиляции вакансий и внедрённых атомов, являющихся единственными первичными нарушениями, создаваемыми электронами с энергией 1 Мэв.

### § 9. Фазовые переходы, возникающие вследствие облучения

В § 6 мы уже рассматривали примеры систем, в которых наличие увеличенного числа вакансий и внедрённых атомов, образующихся во время облучения, может облегчить приближение системы к фазовому равновесию, а также другие случаи, в которых облучение приводило к удалению от положения равновесия. Примеры этого явления наблюдались не только при измерениях электрического сопротивления, но и при изучении других свойств.

Известно, что серое олово при низких температурах находится в устойчивом фазовом состоянии; белое олово при этих температурах метастабильно. Флимен<sup>72а, б</sup> и Флимен и Динес<sup>73</sup> наблюдали, что скорость превращения белого олова (облучённого при температуре жидкого азота в Брукхэвенском реакторе) в серое, измеренная при  $-50,3^{\circ}\text{C}$ , была значительно выше, чем в необлучённом образце. Для измерения скорости превращения необлучённого и облучённого образцов, а также образца, заражённого серым оловом, применялся dilatометр. Облучённый образец имел несколько более длительный индукционный период, чем образцы, заражённые серым оловом, и, повидимому, меньшую скорость превращения, но обе эти величины в облучённых образцах воспроизводились значительно лучше, чем в заражённых образцах. Рентгенографическое исследование показало, что в процессе облучения не образовывалось заметных количеств (0,05%) серого олова и что, следовательно, действие излучения главным образом обусловлено дефектами, образовавшимися при облучении, которые при нагревании либо сами играют роль зародышей новой фазы, либо (вследствие диффузии) способствуют образованию таких зародышей.

Возвращение сплава к его стабильному состоянию использовалось Денни<sup>53а, б</sup> для определения пороговой энергии образования нарушений. Из сплава меди с железом (2,4% по весу) кристаллизуется фаза, содержащая железо и имеющая решётку, близкую к гранецентрированной кубической решётке меди, причём старение при повышенной температуре, приводит к росту этой кристаллизующейся фазы. После превращения этой фазы в стабильную объёмноцентрированную кубическую форму железо становится ферромагнитным и, таким образом, магнитное насыщение даёт прямой метод измерения количества превращённого вещества. Это превращение может инициироваться точечными дефектами, образующимися в результате бомбардировки. Поэтому, проводя опыты с бомбардировкой электронами различной энергии, Денни смог найти пороговую энергию для образования вакансий равную 0,45 Мэв, что соответствует энергии смещения 23 эв, если предположить (как это и было сначала сделано Денни<sup>53а</sup>), что смещаются только атомы меди.

Если принять, что смещаются атомы железа, то получается значение энергии смещения 27 эв, а если считать, что любое из этих смещений может приводить к превращению, то является правильной последняя цифра. В недавней работе Денни<sup>53б</sup> развил соображения в пользу предположения о смещении атомов железа и показал, что кривая зависимости интенсивности намагничивания от энергии бомбардирующих частиц имеет такую же форму, как теоретически ожидаемая кривая в том случае, если каждое смещение приводит к переходу 200 атомов в объёмноцентрированную кубическую решётку.

Тот же сплав был использован Денни<sup>59в</sup> для проверки другого основного постулата теории радиационных нарушений. Если кристаллизующаяся фаза полностью переходит в ферромагнитную форму, то никакая термическая или механическая обработка не может вернуть её к парамагнитной форме, за исключением нагревания этой фазы до температуры выше температур существования обеих фаз. Сплав с кристаллизовавшейся в нём фазой в этом ферромагнитном состоянии облучался протонами с энергией 9 Мэв, и было найдено, что количество ферромагнитной фазы уменьшается. Это явление Денни связывает с местным нагревом в тепловом клине или, более вероятно, в клине смещения, поскольку он должен охватывать объём частицы кристаллизовавшейся фазы. Таким образом, эти изменения являются доказательством существования таких клиньев, поскольку в настоящее время нет других объяснений этих фактов. Однако это явление может быть объяснено путём привлечения механизма столкновений, происходящих при перемещениях атомов (Кинчин и Пиз<sup>117а, б</sup>), если достаточное число смещённых атомов железа заменяет атомы меди в гранецентрированной решётке. Другим примером металла, возвращающегося к стабильной форме под действием излучения, являются аустенитные стали, изученные Сеттоном и Лизером<sup>212а, б</sup> в опытах, описанных в 8. 4. В этих сталях магнитная восприимчивость увеличивалась на 600%, что указывает на некоторый переход в ферритную форму.

#### § 10. Влияние излучения на диффракцию рентгеновских лучей и на плотность

Любые заметные изменения в решётке, обусловленные излучением, должны привести к каким-либо изменениям рентгенограмм. Кроме влияния на сверхструктурные сплавы и фазовые изменения, о которых было сказано выше, исследователи искали эффекты в стабильных, чистых веществах. Так, Сидху и Генри<sup>198</sup> изучали порошкограммы бериллия, графита, алмаза и алюминия после бомбардировки нейтронами, получаемыми на циклотроне по реакции  $\text{Be}(\alpha, n)$ . На рентгенограммах некоторых из перечисленных веществ были найдены заметные изменения\*). Уоррен<sup>219а, б, в, г</sup> не нашёл расширения линий при бомбардировке меди и циркония на циклотроне, а также при электронной бомбардировке германия. На рентгенограмме монокристалла алюминия после шестимесячного облучения его в Хенфордовском реакторе также не было обнаружено измеримого расширения линий. Облучение в реакторе  $\text{Cu} + 2\% \text{Si}$  не оказало никакого влияния на интегральные интенсивности, на положение и на ширину максимумов, однако последующее травле-

\*) Авторы не указали, на рентгенограммах каких именно веществ обнаружены изменения.



ние любым из трёх применяемых для этой цели реактивов дало очень широкие максимумы, а травление теми же реактивами необлучённого вещества не дало никаких изменений.

Адам (сообщено Дагдейлом<sup>61б</sup>) при точности измерений 1:20 000 не нашёл изменений размеров элементарной ячейки и никакого расширения линий на рентгенограмме платины, сопротивление которой изменилось на 2%, но нашёл измеримое увеличение межплоскостного расстояния (1:10 000) в порошке молибдена, сопротивление которого в результате облучения изменилось на 12%. Кунц и Холден<sup>125а, б</sup> нашли расширение линий на рентгенограммах меди и магния, а также расширение и смещение максимумов на рентгенограмме латуни (без указания состава). Адам (частное сообщение) нашёл довольно удивительный эффект в гексагональном сплаве  $WAl_5$ . При облучении этого сплава имело место расширение решётки примерно на 0,1% в направлении оси  $c$  и некоторое сжатие в направлении оси  $a$ . Эти изменения значительно больше, чем изменения параметра решётки, обнаруживаемые обычно в металлах; поэтому можно полагать, что этот сплав обладает некоторыми неметаллическими свойствами. Таккер и Сампсон<sup>215а, б</sup> указали, что рентгенографические измерения параметров решётки должны быть значительно более чувствительны к наличию внедрённых атомов, чем к вакансиям, и вычислили, что таким путём можно обнаружить 0,01% внедрённых атомов. То обстоятельство, что, как указано выше, таких изменений в некоторых металлах не найдено, вероятно, является очень хорошим доказательством того, что в этих металлах при достижении температуры эксперимента внедрённые атомы уже отсутствуют. Таким образом, этот способ является ценным методом выяснения вопроса об участии внедрённых атомов в процессе отжига. Поэтому представляет интерес утверждение Таккера и Сампсона о том, что ожидаемый ими заметный эффект обнаруживается экспериментально на веществах, облучённых нейтронами. Мак Доннел и Кирстид<sup>141</sup> изучали изменение объёма меди при облучении дейтронами. Последние их результаты, сообщённые Кирстидом<sup>115</sup>, состоят в том, что доза  $1,15 \cdot 10^{17}$  дейтp/см<sup>2</sup> при температуре жидкого азота приводит к увеличению объёма на 0,034% (если усреднить по пробегу дейтронов). Отжиг этого нарушения происходил следующим образом: 10,8% при температуре ниже  $-105^\circ\text{C}$ , никакого отжига между  $-105$  и  $-25^\circ$ ; 2,9% между  $-25^\circ$  и  $0^\circ$ ; никакого отжига между  $0^\circ$  и  $+190^\circ$ ; 3,6% от 190 до  $260^\circ$  и 2,9% от 260 до  $400^\circ$ . Даже при  $400^\circ$  оставалось  $\sim 80\%$  эффекта. Однако бомбардировка при комнатной температуре дала примерно лишь  $1/10$  эффекта, получаемого в результате такой же бомбардировки при температуре жидкого азота и последующего отжига при комнатной температуре. Величина эффекта при более низкой температуре эквивалентна примерно  $1/10$  расширения атомного объёма, отнесённого к одному смещённому атому (если вычислить число смещённых

атомов по теории Зейтца). Автор сообщает, что при этом не было найдено изменений параметров решётки (измерения производились с точностью до 0,02%; в работе не указано, при какой температуре сделано это наблюдение).

## § 11. Другие эффекты в металлах

11.1 Диффузия. Можно ожидать, что дополнительные вакансии и внедрённые атомы, имеющиеся в облучённом веществе, увеличивают коэффициент диффузии. Однако прямые измерения диффузии возможны только при температурах, при которых коэффициент диффузии достаточно велик, а при таких температурах число равновесных естественных вакансий значительно больше, чем число вакансий, образующихся в результате облучения. Ломер<sup>137</sup> вычислил для случая меди, что имеется лишь довольно узкая область температур около 450° К, в которой можно наблюдать этот эффект. Выше 550° К число вакансий, образующихся в результате облучения, будет уже ничтожным, а ниже 350° К коэффициент диффузии будет слишком мал, чтобы его можно было измерить обычными способами даже при наличии вакансий, обусловленных облучением. Положение в других веществах, повидимому, аналогично, и поэтому неудивительно, что до сих пор не имеется работ, в которых сообщалось бы о наблюдении значительного влияния облучения на диффузию.

Джонсон и Мартин<sup>106</sup> применили метод меченых атомов для измерения самодиффузии серебра в процессе облучения протонами с энергией 110 Мэв, а также без облучения. При этом ни в монокристаллах, ни в поликристаллических образцах не было обнаружено изменений. Опыты в области температур от 600 до 900° С привели к определению энергии активации  $-1,82 \pm 0,03$  эв и к значению коэффициента диффузии  $D_0 = 0,11 \pm 0,05$  см<sup>2</sup>/сек.

Каллендин, Ридольфо и Пул<sup>38</sup> наблюдали эффект, который может быть описан как процесс диффузии. Они нашли, что кобальт, покрытый слоем золота, а затем помещённый между графитовыми дисками толщиной 4,5 мм и облучённый в реакторе, диффундирует в графит (в последнем была обнаружена активность с периодом полураспада Со<sup>60</sup>). Они предположили, что эта «диффузия» является прямым результатом прохождения атомов кобальта сквозь слой золота под влиянием бомбардировки.

Результаты по сплавам «медь — золото», изложенные в § 6, также могут быть интерпретированы как следствие увеличения скорости диффузии. Повидимому, в этих опытах скорость диффузии в соответствии с теорией Ломера увеличивается во много раз, так как при температурах проведения этих опытов скорость диффузии обычно слишком мала для измерений обычными методами.

11. 2. Термоэлектрический эффект. Андрю, Джемсон и Йокий<sup>7</sup> изучали влияние бомбардировки альфа-частицами на циклотроне на термоэдс железа, константана, хромеля, алюмеля, платины и сплава платины с 10% родия. При точности измерений  $3 \cdot 10^{-7}$  вольт/ $^{\circ}\text{C}$  никаких изменений термоэдс не было найдено. Опыты проводились при температурах до  $500^{\circ}\text{C}$ . Другой отрицательный результат был сообщён в работе Джемсона и Блюитта<sup>102в</sup>, изучавших пары медь — константан и железо — константан при температуре жидкого азота в Окриджском реакторе. В этих опытах также не было обнаружено никаких изменений при точности измерений 0,01 мВ, причём тёплый спай был погружён в лёд. Палладино<sup>167</sup> также сообщил об отрицательном результате; в этой работе была подчеркнута практическая трудность, связанная с тем, что большая часть материалов подводящих проводов также испытывает нарушения.

Положительный результат был установлен Андрю и Девидсоном<sup>5</sup> в опытах по бомбардировке железной и константановой проволоки протонами с энергией 10 МэВ, причём изучаемые образцы охлаждались во время облучения до температуры ниже  $0^{\circ}\text{C}$ . После облучения эти проволоки отжигались при различных температурах и затем измерялась разность термоэдс облучённых и необлучённых участков;

## § 12. Влияние излучения на свойства полупроводников

12.1. Электрические эффекты. Изучение радиационных эффектов в полупроводниках явилось предметом многочисленных исследований. Полученные результаты имеют значение также и для понимания данных по радиационным эффектам в обычных металлах; поэтому мы считаем необходимым рассмотреть эти работы.

Согласно электронной теории металлов электроны в твёрдом теле находятся в различных полосах значений энергии, возникающих в результате расширения атомных энергетических уровней. Если между двумя соседними энергетическими полосами имеется определённый разрыв, являющийся запрещённой полосой, и если имеется достаточное количество электронов, чтобы заполнить все энергетические полосы до самой низкой полосы, то при достаточно низких температурах, при которых этот разрыв велик по сравнению с  $kT$ , данное вещество является изолятором.

Полупроводниками являются такие вещества, к которым в чистом виде применимо вышеприведённое представление об изоляторах, но в которых загрязнения или дефекты вводят другие уровни, обуславливающие некоторую проводимость. Так, например, если ввести атом примеси с числом электронов на единицу большим, чем число электронов атома полупроводника, то полупроводник будет обладать одним электроном сверх числа, необходимого для заполнения полосы (известной под названием «заполненной полосы»), и этот электрон

будет находиться на орбите атома примеси («локализованный уровень»). Часто такой локализованный уровень находится очень близко под верхней полосой, называемой полосой проводимости. В этом случае очень небольшая активация нужна для того, чтобы этот электрон перешёл в полосу проводимости и несколько увеличил проводимость. Такое вещество называется полупроводником *n*-типа (так как электричество в данном случае переносится отрицательными носителями). Примеси такого рода иногда называют донорами.

Подобным образом, если атом примеси имеет на один электрон меньше, чем атом полупроводника, то можно считать, что он образует локализованный вакантный уровень энергии для электрона заполненной полосы; этот уровень может быть занят каким-либо электроном из заполненной полосы с энергией значительно меньшей, чем энергия, необходимая для перехода электрона непосредственно в полосу проводимости. Если этот уровень будет, таким образом, занят, то в заполненной полосе останется дырка и эта дырка будет вести себя точно так же, как положительно заряженный носитель электричества. Полупроводники такого типа называются поэтому полупроводниками *p*-типа, а такие примесные атомы называются акцепторами. Знак этих носителей электричества можно определить по знаку коэффициента Холла — поперечного потенциала, создаваемого единицей тока, протекающего перпендикулярно к магнитному полю.

Примеси, которые вводят пустые уровни над запрещённой полосой, могут удалить электроны из полосы проводимости; такие уровни называются электронными ловушками. С другой стороны, примеси, которые создают заполненные уровни под запрещённой полосой, могут отдать электроны дыркам, находящимся в заполненной полосе; эти уровни называются ловушками дырок.

Обычный способ приготовления полупроводников состоит во введении небольшого числа примесных атомов, действующих как доноры или акцепторы для электронов. Однако вакантные места в решётке или внедрённые атомы могут оказывать аналогичное действие, и, таким образом, можно ожидать, что бомбардировка ядерными частицами должна оказывать влияние на полупроводниковые свойства. Известно ещё два эффекта, которые могут быть вызваны бомбардировкой; однако эти эффекты для нас не представляют прямого интереса с точки зрения сопоставления с явлениями, происходящими в металлах и рассматриваемыми в данном обзоре. Во-первых, ядерные превращения также могут привести к образованию новых примесных атомов; однако рассмотрение этих эффектов, хотя они и оказывают существенное влияние на полупроводниковые свойства, выходит за пределы нашего обзора. Во-вторых, могут иметь место переходные эффекты, в основе которых лежит возбуждение электронов при бомбардировке, но эти эффекты не имеют аналогов в металлах. Всё же указанные явления должны всегда учитываться при интерпре-

тации экспериментальных данных. Существенным различием является то, что эффекты, обусловленные вакансиями или внедрёнными атомами (если они не являются переходными в том смысле, в котором электронные состояния возбуждения являются переходными), могут быть удалены термической обработкой, в то время как эффекты, связанные с ядерными превращениями, очевидно, такой обработкой удалены быть не могут. Полный обзор всех эффектов, связанных с облучением полупроводников, охватывающий работы до 1950 г., был дан Ларк-Горовицем <sup>126a</sup> \*).

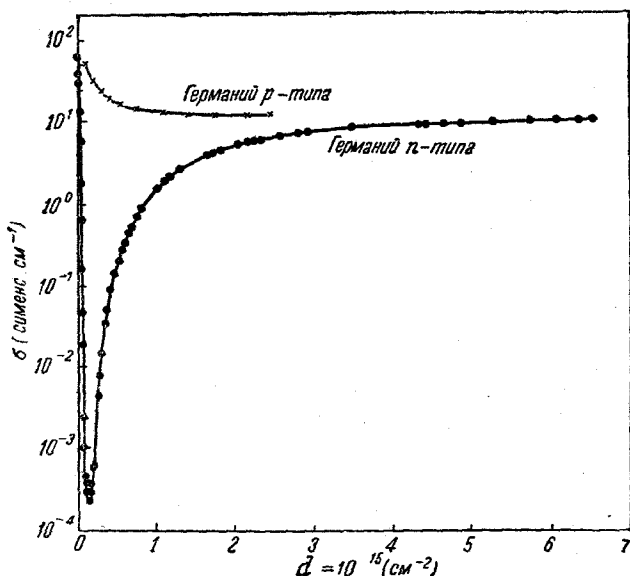


Рис. 9. Изменение проводимости германия, облучённого дейтронами, в зависимости от дозы (Фэн и Ларк-Горовиц <sup>70</sup>).

Ранние исследования (Ларк-Горовиц, Блейлер, Девис и Тендем <sup>128</sup>) показали, что при бомбардировке дейтронами различных типов германия сопротивление чистого германия и германия *p*-типа уменьшается, а германий *n*-типа превращается в *p*-германий, т. е. кажется, что первичным эффектом является введение акцепторных дефектов. На рис. 9 представлены кривые, описывающие такого рода опыт, взятые из более поздней работы. Нейтронное облучение приводит к такому же результату (Девис, Джонсон, Ларк-Горовиц и Зигель <sup>52</sup>, Джонсон и Ларк-Горовиц <sup>107</sup>). Однако только часть нейтронных дефектов отжигалась при 400° С, в то время как

\* ) См. перевод в УФН 50, 51, 1953, а также сборник переводов «Действие излучений на полупроводники и изоляторы», Москва, 1954. (Прим.перев.)

дефекты, обусловленные дейтронной бомбардировкой, при этой температуре отжигались полностью. Проводимость *n*-германия быстро уменьшалась до некоторого минимума с последующим более медленным увеличением. При облучении с кадмиевыми экранами этот минимум достигался на более поздней стадии, чем в графите, и термическая обработка восстанавливала первоначальное состояние. В противоположность этим результатам, полученным в опытах с германием, кремний,  $\text{Si}_2\text{O}$  и селен (также являющиеся полупроводниками) независимо от типа проводимости показывали увеличение сопротивления в результате бомбардировки как в случае дейтронов, так и нейтронов, причём термическая обработка приводила к восстановлению исходных свойств (Джонсон и Ларк-Горовиц<sup>107</sup>, Ларк-Горовиц, Беккер, Девис и Фен<sup>127</sup>). Таким образом, между германием и другими полупроводниками имеется существенное различие. Кроме того, в кремнии были обнаружены новые полосы поглощения, которые облегчили интерпретацию явлений, имеющих место в этом случае. Эти полосы были изучены Беккером, Феном и Ларк-Горовицем<sup>12</sup>, Феном<sup>68</sup> и Феном и Беккером<sup>69</sup>. Значительное уменьшение поглощения в длинноволновой области и появление новой полосы согласуются с представлением о введении электронных и дырочных ловушек.

Число дырок, образующихся в среднем на каждый падающий нейтрон, изучалось Кроуфордом и Ларк-Горовицем<sup>49a, 6</sup>. Они нашли, что *n*-германий теряет электроны с начальной скоростью — 3 электрона на каждый падающий быстрый нейтрон, а *p*-германий получает дырки со значительно меньшей скоростью — примерно 0,6—0,8 дырки на каждый падающий нейтрон. Следует отметить, что на эти величины влияют предшествующая история образца и температура (см. Клеланд, Кроуфорд, Ларк-Горовиц и Пигг<sup>41</sup>, Клеланд, Кроуфорд, Ларк-Горовиц, Пигг и Юнг<sup>42</sup>).

Подобные опыты с альфа-частицами полония (Бреттен и Пирсон<sup>25</sup>) показали, что при такой бомбардировке также происходит превращение *n*-германия в *p*-германий. Вначале имеет место потеря 78 электронов на каждую альфа-частицу, а после превращения скорость введения дырок составляет 8,6 дырки на альфа-частицу. Некоторые из этих дырок исчезают со временем при комнатной температуре после прекращения бомбардировки, при этом остаются две дырки на каждую альфа-частицу. Первоначальная большая скорость потери электронов согласуется с числом смещённых атомов<sup>59</sup> на каждую альфа-частицу с энергией 5 Мэв, вычисленным по теории Зейтца.

Однако, если начальная концентрация дырок достаточно велика, то бомбардировка *p*-германия приводит к уменьшению проводимости (Кроуфорд, Клеланд, Ларк-Горовиц, Пигг и Юнг<sup>48</sup>, Клеланд, Кроуфорд, Ларк-Горовиц, Пигг и Юнг<sup>42</sup>). Концентрация дырок, к которой все образцы стремятся после длительной бомбардировки и которая, таким образом, определяет увеличение или уменьшение

проводимости, сама является функцией температуры. Например, эта концентрация при  $55^{\circ}\text{C}$  составляет  $5 \cdot 10^{17}$  дырок на  $\text{см}^3$ , а при  $-78^{\circ}\text{C}$  —  $4 \cdot 10^{16}$  дырок на  $\text{см}^3$ . Последовательные бомбардировки образца с концентрацией дырок между этими двумя значениями при указанных двух температурах приводят к последовательным увеличениям и уменьшениям проводимости. Аналогичные эффекты были получены при облучении дейтронами (Форстер, Фен и Ларк-Горовиц<sup>78</sup>). Было также найдено, что число носителей, теряемых на каждый падающий дейтрон, для  $n$ - и  $p$ -германия и  $p$ -кремния с низким сопротивлением составляет соответственно 11, 4 и 31.

Теория этого эффекта была разработана Джемсом и Ларк-Горовицем<sup>101</sup>. Если бы внедрённые атомы, образующиеся в результате бомбардировки, действовали как доноры, а вакансии — как акцепторы, то бомбардировка не приводила бы к превращению германия  $n$ -типа в  $p$ -тип, так как образовывалось бы одинаковое число доноров и акцепторов и при этом в основном они аннулировали бы эффект друг друга. Реальный процесс должен быть более сложным, чем простое образование акцепторов электронов.

Джемс и Ларк-Горовиц считают, что лучшим объяснением является рассмотрение дважды ионизованных состояний внедрённых атомов и вакансий. Рассмотрим внедрённый атом германия с одним удалённым от него электроном; этот электрон будет притягиваться к иону  $\text{Ge}^+$  и будет двигаться вокруг этого иона по орбите, диаметр которой превосходит межплоскостное расстояние вследствие диэлектрической постоянной германия. Энергия его захвата составляет около 0,05 эв. Если теперь рассмотреть отдельно ион  $\text{Ge}^+$ , то следующий удалённый электрон будет двигаться по орбите вокруг иона  $\text{Ge}^{++}$  с энергией в 4 раза большей, чем энергия первой электронной орбиты, и, вероятно, ещё значительно более высокой, потому что его орбита слишком мала для простого расчёта, основанного на использовании диэлектрической постоянной, измеренной для большой массы вещества. Действительно, на основе экспериментальных результатов, подлежащих объяснению, можно сказать, что эта энергия ионизации по порядку величины соответствует ширине запрещённой энергетической полосы. Таким образом, уровни энергии могут быть изображены так, как это сделано на рис. 10.

Подобные рассуждения могут быть использованы при рассмотрении уровней, образуемых вакансиями. Если ион  $\text{Ge}^{++++}$  удалить из решётки, то структура полос будет смещаться в вакантном месте вверх и над заполненной полосой будут образовываться локализованные состояния. Предположим, что расщепляются четыре состояния и, следовательно, для сохранения нейтральности нужно удалить четыре электрона; создавшиеся при этом дырки будут двигаться в сторону избытка заряда и освободят четыре состояния над полосой. Для того чтобы удалить одну из этих дырок, т. е. для того чтобы заполнить дырку электроном, необходимо затратить

некоторое количество энергии; для второй дырки понадобится большее количество энергии. Третью и четвертую дырки можно не рассматривать. Если расщепляются только три состояния, то при удалении четырех электронов, лишь три дырки могут перейти в эти состояния, а четвертая дырка будет вращаться вокруг отрицательного заряда по орбите, подобной орбите атома водорода, и образуется состояние с энергией на 0,05 эв большей, чем энергия заполненной полосы. Если расщепляются только два уровня, то возникнут две водородоподобные орбиты и т. д.

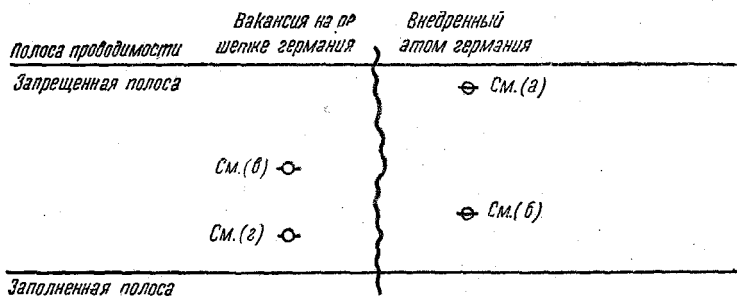


Рис. 10. Диаграмма уровней для вакансий и внедрённых атомов в германии; (а) Если уровень занят, атом внедрения нейтрален; (б) если уровень свободен, атом внедрения дважды заряжен; (в) если уровень занят, вблизи вакансии имеется заряд, равный заряду двух электронов; (г) если уровень свободен, вблизи вакансии заряд равен нулю.

Различие между этими схемами состоит в том, что энергетические уровни для дырок различны. Предположим, что уровни в какой-то мере похожи на уровни, приведённые на рис. 10, т. е. что уровни ионизации первых двух дырок и уровень возбуждения второго электрона находятся вблизи нижнего основания запрещённой полосы.

Каждая пара «вакансия — внедрённый атом» представляет два вакантных уровня, которые могут захватить два электрона из полосы проводимости, если (как это имеет место в полупроводнике *n*-типа) имеются какие-либо электроны проводимости, которые могут быть захвачены. Таким образом, для образцов германия с высокой проводимостью на каждый смещённый атом может быть захвачено два электрона, а в тех случаях, когда начальное число электронов меньше, число захваченных электронов будет также несколько меньше. Максимальное сопротивление будет достигаться в тех случаях, когда бомбардировка продолжалась до тех пор, пока все электроны проводимости не оказались захваченными на низлежащих уровнях и верхний уровень, созданный внедрённым атомом, также оказался свободным. На этой стадии только один из вакантных уровней будет использован для захвата первоначальных элек-



тронов проводимости, а другой будет нужен для осуществления перехода электронов с верхнего уровня внедрения. Таким образом, необходима вдвое более длительная бомбардировка, чем можно было оценить, исходя из начального наклона кривой. Это предсказание находится в хорошем согласии с опытом. Дальнейшая бомбардировка приводит к образованию одного незанятого вакантного уровня вблизи заполненной полосы, и это может привести к постепенному увеличению проводимости  $p$ -типа.

Для объяснения других результатов, полученных на кремнии, нужно лишь принять другое расположение уровней, обусловленное тем, что величина диэлектрической постоянной кремния отличается от таковой для германия. Повидимому, в конечном состоянии сильно облучённого кремния остаются только уровни, которые трудно заполнить из заполненной полосы или возбудить до полосы проводимости. Это может быть непосредственно связано со значительно большей энергией вторичной ионизации для дырок, образующихся из вакансий, возникающих после удаления атомов кремния. В этом состоянии верхние два уровня оказываются всегда незанятыми, а нижние два всегда заполнены.

Один из наиболее интересных экспериментов с полупроводниками состоит в измерении энергии, необходимой для образования устойчивой пары «внедрённый атом — вакансия». Этот опыт был осуществлён Клонтцем ( $^{119}\text{a}, \text{б}, \text{в}$ ; см. также Клонтц и Ларк-Горовиц  $^{120}\text{a}, \text{б}, \text{в}$ ). Образец германия, охлаждённый до температуры жидкого азота, бомбардировался на генераторе Ван-Граафа при различных точно определяемых энергиях. При этом оказалось, что порог изменения проводимости лежит около  $0,6 \text{ Мэв}$ . Если откладывать на графике проводимость в зависимости от энергии бомбардирующей частицы, то получается кривая, возрастающая с увеличением энергии, причём начальная кривизна до линейной области обусловлена невозможностью для электронов в этой области проникнуть сквозь весь образец (рис. 11). Фактическое значение порога  $0,65 \text{ Мэв}$  соответствовало бы электрону, который в добовом столкновении с неподвижным атомом германия мог бы передать этому атому  $30 \text{ эв}$ .

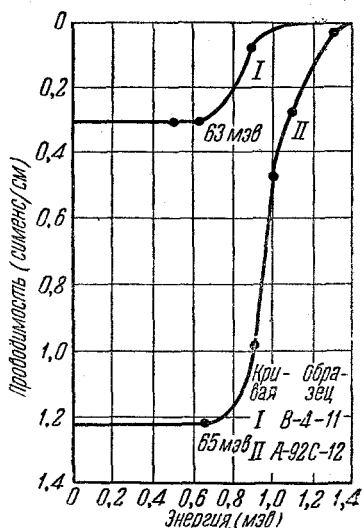


Рис. 11. Проводимость двух образцов германия после бомбардировки электронами в зависимости от энергии электронов (по Клонтцу  $^{119}\text{a}$ ).

Таким образом, 30 эв — это энергия, необходимая для смещения одного атома в междоузлии, известная под названием энергии эффекта Вигнера. Варлей (частное сообщение) указал, что если учесть тепловые колебания атома германия, то энергия, передаваемая этому атому, может быть больше. Учёт этого эффекта приводит к увеличению энергии, необходимой для образования стабильной пары «вакансия — внедрённый атом», приблизительно на 2%. Другие возможные ошибки вносятся методом определения порога, в особенности в связи с тем, что сечение смещения, а также объём соответствующим образом облучаемого вещества быстро уменьшаются с энергией. Тем не менее эти опыты представляют хороший способ количественного определения энергии эффекта Вигнера. Кон<sup>124</sup> указал, что некоторые из ближайших междоузлий могут быть достигнуты при значительно меньших энергиях по сравнению с вычисленными по теории, а если это так, то при этом предполагается, что либо такие междоузлия неустойчивы при температуре опыта Клонтца, либо, что если они устойчивы, то не дают необходимых акцепторных уровней. Это, как предполагает Кон, находится в согласии с более низкими значениями энергии эффекта Вигнера, найденными в других веществах.

Время жизни носителей, представленных в меньшем числе, является более чувствительной мерой дефектов в полупроводниках, чем сопротивление; использование этого свойства для определения порога было впервые предложено Раппапортом<sup>182а,б</sup>. Этот метод был применён в работе Лоферского и Раппапорта<sup>186</sup>. Они облучали электрон-вольтовые элементы германия и кремния электронами с энергией от 0,5 до 1,3 Мэв на генераторе Ван-Граафа и измеряли ток короткого замыкания. Было найдено, что ток короткого замыкания уменьшается со временем только в том случае, если энергия электронов выше некоторого критического напряжения. По теории этого эффекта величина  $(J_s)^{-2}$  должна быть пропорциональна числу образующихся дефектов. Поэтому, если построить график « $(J_s)^{-2}$  — время», то должна получиться прямая линия, наклон которой  $\nu$  пропорционален скорости образования дефектов.

Таким образом, если далее построить график « $\nu$  — энергия электронов», то полученная кривая отсекает на оси энергий значение энергии электронов, которые могут смещать атомы из их узлов в решётке. Полученные результаты приведены на рис. 12, из которого можно видеть, что эффект наблюдался в германии (образец *n*-типа с начальным сопротивлением 0,2 — 0,4 ом·см) при энергиях более 0,510 Мэв, а в кремнии (образец *p*-типа с начальным сопротивлением 35 ом·см) эффект наблюдался даже при 0,3 Мэв, а абсцисса точки пересечения экстраполированного участка кривой составляла 0,28 Мэв. Эти значения энергии бомбардирующих частиц приводят к величинам энергии смещения

23 эв для германия и 27,6 эв для кремния\*). Приведённое значение энергии смещения для германия значительно ниже, чем значение, полученное Клонтцем (30 эв) причём расхождение превышает ошибки опыта. Поскольку опыты Лоферского и Раппапорта были проведены при комнатной температуре, тепловые колебания атомов в этом случае имеют большое значение и эффект, о котором шла речь при рассмотрении опыта Клонтца, может объяснить расхождение в 2,5 эв. Однако, конечно, этого недостаточно, чтобы поднять величину, найденную Лоферским и Раппапортом, до значения, полученного Клонтцем.

К сожалению, Лоферский и Раппапорт применяли одни и те же электроны как для возбуждения элемента, так и для образования нарушений. Электроны с энергией ниже того значения, при котором создаётся постоянное нарушение, могли бы влиять на время жизни носителей, представленных в меньшем числе. Однако если такое нарушение постоянно, то оно не должно расти бесконечно, и Лоферский и Раппапорт нашли, что при  $0,51 \text{ Мэв}$  ток короткого замыкания постепенно уменьшался в течение 20 минут. Кроме изучения порога, Клонтц показал, что электроны оказывают на германий  $n$ - и  $p$ -типа такое же влияние, как другие частицы. Он нашёл чистый электрон при различных  $\text{шк/см}^3$  на каждый падающий  $1,1$ ; при  $1,8 \text{ Мэв}$  —  $2,5$ ). И жига.

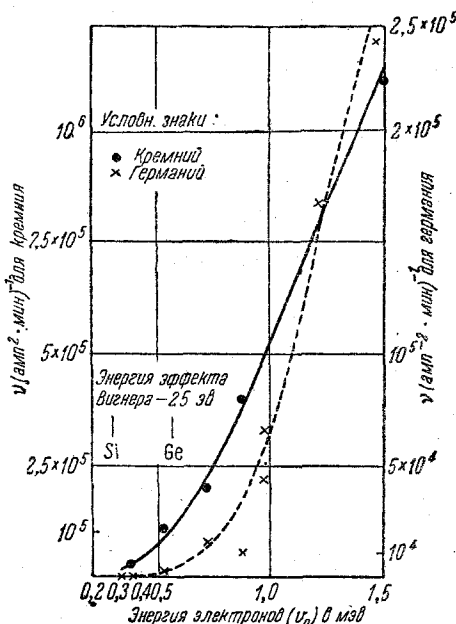


Рис. 12. Наклон  $\gamma$  графика  $\langle J_s \rangle^{-2}$  — время», который должен был быть пропорциональным числу имеющихся дефектов, в зависимости от энергии бомбардирующих электронов (Лоферский и Раппапорт<sup>136</sup>).

\*) Добавление, сделанное в корректуре. Раппапорт и Лоферский (частное сообщение) позднее нашли измеримые эффекты при более низких энергиях, и величина  $E_d$  по их данным составляет 12,9 эв как для германия, так и для кремния.

Клонтц<sup>1196</sup>, в изучал также влияние электронной бомбардировки на образец германия *p*-типа с чрезвычайно высоким сопротивлением. Так же как в случае нейтронов, в этом случае бомбардировка при температуре жидкого азота приводит к уменьшению сопротивления. При этом сопротивление стремится к тому же предельному значению, которое достигается при увеличении проводимости *p*-типа в образцах с низкой проводимостью или в образцах, принадлежащих к *n*-типу. Отжиг при комнатной температуре оказался достаточно точным, чтобы вызвать почти полное восстановление, и даже при температуре жидкого азота наблюдались некоторые изменения.

Кассинс<sup>51</sup> бомбардировал германий ионами от  $H^1$  до  $Sb^{51}$  с энергией около 5 Кэв. Эффекты, которые он при этом наблюдал в изменении диодных характеристик, согласуются с образованием на поверхности слоя *p*-типа. Кассинс считает, однако, что его результаты не согласуются с простой теорией Ларк-Горовица, поскольку они требуют наличия двух типов акцепторных дефектов и поскольку насыщение наступает при концентрации только  $1:10^6$ . Далее глубина проникновения, по видимому, не зависит от природы иона. Кассинс объясняет свои результаты, используя представления о тепловом клине. Результаты аналогичных экспериментов изложены в работе Лоуренса, Гипсона и Гренвилля<sup>129</sup>.

Сравнительно простое объяснение всех эффектов с помощью рассмотрения энергетических уровней, связанных с вакансиями и внедрёнными атомами, усложняется явлениями, наблюдаемыми при бомбардировке германия при температуре жидкого азота с последующим нагреванием. При этих условиях Форстер, Фен и Ларк-Горовиц<sup>786</sup>, Фен и Ларк-Горовиц<sup>70</sup> нашли, что в результате бомбардировки дейтронами с энергией 9,3 Мэв происходит превращение *n*-типа в *p*-тип и имеет место такое же уменьшение проводимости образца *p*-типа с высокой проводимостью, как при комнатной температуре. Они нашли также необычный эффект при повышении температуры. Для температур ниже 141° К как сопротивление, так и коэффициент Холла увеличивались, а выше этой температуры они снова уменьшались до тех пор, пока при комнатной температуре их величина не была на шесть порядков ниже значения в конце облучения (измерения производились при одной и той же температуре 90° К). Таким образом, в результате отжига в образце, первоначально принадлежавшем к *n*-типу, происходило значительно большее превращение в *p*-тип, чем в результате облучения, причём это превращение было настолько существенным, что образец *p*-типа с таким же сопротивлением, как сопротивление облучённого образца, в конце процесса бомбардировки увеличивал своё сопротивление в результате бомбардировки при 90° К. При этом предполагается, что большое число донорных примесей отжигается ниже комнатной температуры. Этот результат подтверждается измерениями подвижности. Аналогичные опыты с электронной бомбардировкой привели к совершенно другим

результатам. Отжиг при 90 или 130° К после облучения приводил к уменьшению коэффициента Холла и сопротивления, а в результате дальнейшего отжига при 170° К происходило восстановление обеих этих величин до значений, очень близких к тем значениям, которые они имели в конце бомбардировки. Дальнейший отжиг при ещё более высоких температурах приводил к восстановлению свойств, имевшихся до облучения. Другие эксперименты такого же типа, в которых сопротивление и коэффициент Холла измерялись во время низкотемпературной бомбардировки и отжига, были изложены в работах Клонтца<sup>1196, в</sup>, Пеппера, Клонтца, Ларк-Горовица и Мак-Кея<sup>172</sup>, Клонтца, Пеппера и Ларк-Горовица<sup>121</sup>, Штокмана, Клонтца, Фена и Ларк-Горовица<sup>211</sup>, а также Броуна, Флетчера и Райта<sup>326</sup> и Шульмана, Броуна и Флетчера<sup>197</sup>. Результаты опытов, в которых производилось облучение нейтронами при 110° К, изложены в работах Кроуфорда, Клееланда, Хольмса и Пигга<sup>47</sup> и Клееланда, Кроуфорда и Пигга<sup>43</sup>. Тот факт, что различные процессы отжига происходят ниже комнатной температуры, а также, что бомбардировка электронами и тяжёлыми частицами приводит к различным результатам, показывает, что простое представление о нарушениях как об отдельных вакансиях и внедрённых атомах должно быть усложнено. Общее представление, лежащее в основе этой модели, можно сохранить, но число рассматриваемых типов дефектов должно быть увеличено за счёт включения различных скоплений дефектов.

При существующей в настоящее время технике исследований можно найти положения различных возникающих уровней, обусловленных наличием дефектов, и дальнейшая работа должна быть посвящена тщательному изучению этих положений и их связи с поведением дефектов. Фен и Ларк-Горовиц<sup>70</sup> наметили пути такого рода исследований и сообщили о некоторых предварительных результатах.

Различные эффекты, найденные в кремнии и германии, были сопоставлены с подобными эффектами, возникающими при закалке (которая может привести к образованию вакансий, а может быть, и внедрённых атомов), поскольку эти структуры являются очень открытыми. Тейлор<sup>213</sup> нашёл, что в закалённом германии наблюдаются только дырочные ловушки, а в кремнии имеются как электронные, так и дырочные ловушки. Зависимость числа этих ловушек от температуры закалки позволила вычислить энергию образования, оказавшуюся для германия равной  $1,8 - 5 \cdot 10^{-4} T$  эв на атом. Мейбург получил подобные результаты для германия и изучил процесс отжига, причём для объяснения этих процессов он использовал представление о вакансиях и внедрённых атомах в основном так же, как это было сделано при рассмотрении опытов по радиационным нарушениям. Он нашёл, что ниже 516° С наилучшей моделью для отжига является модель, в которой внедрённые атомы захватываются дислокациями. Поэтому он полагает, что в германии внедрённые атомы более подвижны, чем вакансии.

Эллис и Грейнер<sup>67</sup> изучали свойства пластически деформированного германия, и в этом случае, как и при облучении, было найдено, что образцы *n*-типа, в которых имели место значительные нарушения, превращались в образцы *p*-типа. Однако эти результаты несколько отличаются от результатов, полученных при облучении, поскольку Липсон, Бурштейн и Смит<sup>135</sup> нашли, что в германии, подвергавшемся холодной обработке, внутренний край поглощения смещается, а в облучённом германии такого смещения не происходит; кроме того, диффузная часть («хвост») края поглощения в этих двух случаях имеет различный характер.

Здесь следует упомянуть также о работе Тейлора, Одеда и Фена<sup>214</sup>, которые нашли, что высокое неомическое сопротивление границ зёрен в германии *n*-типа элиминируется, если германий в результате облучения или горячей обработки превращается в *p*-тип, а также о работе Флорида, Холта и Стефена<sup>77</sup>, показавших, что в транзисторах точечного типа эффекты накопления дырок в результате нейтронной бомбардировки уменьшаются (главным образом вследствие уменьшения времени существования дырок).

Броун и Флетчер<sup>30</sup>, Флетчер, Броун и Маклеп<sup>75</sup>, Броун, Флетчер и Маклеп<sup>31</sup>, Броун, Флетчер и Райт<sup>32а</sup> и Флетчер и Броун<sup>74</sup> изучали отжиг радиационных нарушений в германии при температурах выше комнатной. Образцы германия, первоначально принадлежавшие к *n*-типу с проводимостью около 1 *сиemens/cm*, бомбардировались при комнатной температуре электронами с энергией 3 *Мэв*, а затем подвергались отжигу при различных температурах от 140 до 360° С. Кривые отжига при различных температурах можно было наложить друг на друга при соответствующем выборе шкала времени: однако форма этих кривых не соответствует простому кинетическому процессу. Исходя из величины множителей, необходимых для совмещения кривых, относящихся к различным температурам, была найдена энергия активации 1,7 *эв*, хотя экспериментальные точки несколько лучше ложились на кривую, соответствующую предположению о том, что начальные стадии процесса восстановления происходили с несколько более низкой энергией активации, составляющей около 1,6 *эв*. Теория этого процесса восстановления была рассмотрена Флетчером и Броуном<sup>74</sup>. Они считают, что отжиг представляет собой сумму трёх членов.

1) Мономолекулярный член, обусловленный рекомбинацией пар «вакансия — внедрённый атом», расположенных близко друг к другу; этот процесс имеет энергию активации, зависящую от начального расстояния между вакансиями и внедрёнными атомами и поэтому может быть представлен суммой ряда членов для всех возможных положений. Эта сумма, как уже упоминалось, может быть вычислена для случая гранецентрированных кубических металлов. Флетчер и Броун провели такой расчёт для решётки германия. Таким образом, число пар «вакансия — внедрённый атом», исчеза-

ющих в процессе отжига, равно

$$N_M = \Sigma_1 N_i e^{-t/\tau_1},$$

где  $N_i$  — число внедрённых атомов, находящихся на расстоянии  $i$ -узлов от их вакансий;  $\tau_1$  — время перехода, необходимое для первого передвижения (которое будет самым длительным из всего процесса рекомбинации) и  $\Sigma_1$  — сумма по всем узлам решётки в пределах определённого радиуса.

2) Второй процесс будет происходить, когда образующиеся одновременно вакансии и внедрённый атом оказываются друг от друга так далеко, что находятся вне сферы их взаимодействия. В процессе диффузии подвижный дефект (по предположению Флетчера и Броуна — вакансии) может подойти достаточно близко к своему партнёру и аннигилировать. Число дефектов, аннигилирующих по этому механизму на основе теории континуума, может быть определено уравнением

$$N_L = \Sigma_2 N_i \frac{r_c}{r_i} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \Phi \left[ \frac{r_i - r_c}{(2 \langle b^2 \rangle)^{1/2}} \left\{ \frac{\tau}{t} \right\}^{1/2} \right],$$

где  $r_i$  — расстояние  $i$ -го узла от его вакансии,  $b$  — величина изменения  $r_i$  для каждого перехода,  $\langle \rangle$  обозначает усреднение по всем возможным переходам, а  $\Sigma_2$  — сумма по всем узлам решётки, находящимся вне радиуса  $r_c$ .

3) Наконец, мы должны учесть число узлов решётки, которые исчезают в результате бимолекулярной рекомбинации внедрённых атомов с вакансиями, первоначально находившимися на далёком расстоянии от этих атомов. Это приводит ещё к одному члену для уменьшения числа пар (возможно, что могут быть ещё другие члены, обусловленные захватом на поверхностях или дислокациях)

$$N_B = \frac{\Sigma_2 N_i \left( 1 - \frac{r_c}{r_i} \right)}{1 + 4\pi r_c^2 \langle b \rangle \left\{ \frac{t}{\tau} \right\} \Sigma_2 N_i \left( 1 - \frac{r_c}{r_i} \right)}.$$

Общее число исчезающих пар вакансий и внедрённых атомов определяется, таким образом, уравнением

$$N = N_M + N_L + N_B.$$

Спустя некоторое время,  $N_M$  станет очень малой величиной, так как  $\tau_1 < \tau$  и второй механизм требует многих перемещений со временем  $\tau$ , в то время как мономолекулярный механизм требует, по существу, только одного перемещения со временем  $\tau_1$ .

При сравнении столь сложной теории с экспериментом возникает ряд возможностей. Удачная теория должна не только воспроизвести

кривую отжига (при таком большом числе параметров это можно сделать с помощью любой теории), но она должна также привести к правдоподобным значениям используемых при этом постоянных величин, например: времени перехода  $\tau$  и радиуса упругой области вокруг внедрённого атома  $r_c$ .

Броун, Флетчер и Райт<sup>32a</sup> рассматривают различные возможности и приходят к выводу, что в их опытах существенную роль играют только два первых члена и что первый мономолекулярный член имеет две составляющие. Поскольку радиус  $r_c$  имеет такую величину, что внедрённый атом окружён приблизительно тремя оболочками соседних атомов, они предполагают, что ближайшие возможные положения для вакансий — по крайней мере при комнатной температуре — неустойчивы.

Они не считают возможным согласовать экспериментальные данные с расчётом, используя только второй и третий члены и предполагая, что первый процесс полностью происходит при температуре ниже комнатной, так как энергия активации изменяется с температурой (второй и третий члены требуют постоянной энергии), а также потому, что время перехода, вычисленное для этого случая, составляет  $10^{17}$  сек (что следует сравнить с ожидаемой величиной  $\sim 10^{13}$ , которая согласуется с другим методом обработки экспериментальных результатов). Другая трудность при таком рассмотрении состоит в том, что после завершения обоих процессов сохраняется 10% имевшегося изменения, что теперь должно быть связано с диффузией к поверхностям или дислокациям. Даже при таком условии это явление можно объяснить только в том случае, если движется внедрённый атом или, напротив, если он является акцептором скорее, чем донором. Ни одну из этих возможностей авторы не считают приемлемой.

Учитывая результаты, полученные в опытах с системой «медь — золото», указывающих определённо на то, что внедрённые атомы в этом случае более подвижны, может показаться странным предположение о том, что в германии подвижными дефектами являются вакансии. Однако следует иметь в виду, что германий, имеющий структуру алмаза, очень далёк от плотной упаковки и что поэтому свойства внедрённых атомов в решётке германия должны существенно отличаться от свойств внедрённых атомов в решётке с плотной упаковкой. Существует ряд естественных узлов в решётке, которые могут быть заняты внедрёнными атомами и в отношении которых можно предположить, что при занятии такого узла внедрённым атомом в решётке возникает лишь небольшое упругое искажение. В решётке с плотной упаковкой таких мест не существует. Разумеется, эти соображения не являются доказательством того, что энергия активации диффузии внедрённых атомов имеет такую же величину или даже выше, чем энергия активации диффузии вакансий; однако они по крайней мере показывают, что это не исключается на осно-



ве аналогии с металлами, обладающими плотной упаковкой. Однако результаты Мейбурга<sup>153</sup> показывают, что наиболее подвижными дефектами в германии могут являться внедрённые атомы.

Другой результат, сообщённый Флетчером, Броуном и Райтом<sup>76</sup>, состоит в том, что скорость изменения электропроводности изменяется в процессе электронной бомбардировки. Это не может быть обусловлено приближением к уровню Ферми, и поэтому авторы провели дополнительные эксперименты для выяснения вопроса, может ли это явление быть связано с отжигом, происходящим под влиянием бомбардировки. Если бы это действительно оказалось причиной указанных изменений, то можно было ожидать, что бомбардировка при  $1,5 \text{ Мэв}$  приведёт к отжигу нарушений, вызванных предшествующей бомбардировкой при  $3 \text{ Мэв}$ , а также что при длительной бомбардировке любыми моноэнергетическими электронами должно достигаться состояние насыщения. Ни один из этих эффектов фактически не наблюдался, и поэтому Флетчер, Браун и Райт пришли к заключению, что указанное явление должно быть обусловлено микроскопически неоднородным распределением примесей.

В других полупроводниках бомбардировка приводила к уменьшению электропроводности. Пигг, Клеланд, Кроуфорд и Ларк-Горовиц<sup>173</sup> нашли, что при облучении в реакторе электропроводность пластинок окиси меди уменьшается вначале очень быстро (так же как прямая проводимость выпрямителей, изготовленных из  $\text{Cu}_2\text{O}$ ). Обратная проводимость уменьшается незначительно. Эффекты в кремнии были уже рассмотрены выше: в образцах  $n$ -типа и  $p$ -типа электропроводность уменьшается. Оденкрантц<sup>163</sup> изучал эффект бомбардировки полупроводников сульфида свинца  $\alpha$ -частицами полония. Он нашёл, что вначале проводимость на несколько процентов увеличивалась, а затем уменьшалась до  $\frac{1}{3}$  первоначальной величины, причём для восстановления требовалось несколько дней.

Клеланд и Кроуфорд<sup>40а, б</sup> сообщили, что ещё одним полупроводником, изменяющим тип проводимости в результате нейтронной бомбардировки, является сурьмянистый индий. В этом случае дырки исчезают из вещества  $p$ -типа в 4 раза быстрее, чем электроны из образцов  $n$ -типа с низкой проводимостью, причём оба типа стремятся перейти в  $n$ -тип с концентрацией носителей около  $10^5 \text{ электронов/см}^3$  при температуре жидкого азота. Пеплер, Клонтц, Ларк-Горовиц и Маккей<sup>172</sup> изучали изменение коэффициента Холла и сопротивления в процессе электронной бомбардировки; эти две величины изменяются одинаково в образцах  $p$ -типа, а для  $n$ -типа коэффициент Холла проходит через максимальное отрицательное значение, а затем становится положительным. Следует ожидать что в данном случае эти явления должны быть более сложными, чем соответствующие эффекты в германии, поскольку в данном случае имеются два возможных типа внедрённых атомов и два типа вакансий. До тех пор пока не будет

дано объяснение данным, полученным в опытах с германием, повидимому, невозможно создать теорию для более сложных полупроводников. Кроме упомянутых полупроводников, был ещё исследован антимонид галлия. В этом случае Клеланд и Кроуфорд<sup>40г</sup> нашли, что облучение нейтронами приводит к уменьшению концентрации носителей в образцах с высокой электропроводностью как *p*-, так и *n*-типа. При этом скорость восстановления изменений была примерно одинакова для обоих случаев и не наблюдалось никаких изменений типа проводимости. Некоторый отжиг нарушений наблюдался при 120° С, а при 500° число акцепторных центров в образцах *p*-типа значительно увеличивается, в то время как в образцах *n*-типа число доноров значительно уменьшается. Облучение получающихся в результате этого образцов *n*-типа с низкой проводимостью (такая низкая проводимость при других способах обработки не достигается) показало, что в этих образцах скорость удаления носителей не очень сильно зависит от начальной концентрации носителей, а в образцах *p*-типа — быстро падает с уменьшением начальной концентрации. Это, повидимому, показывает, что, если бы этот эффект не достиг насыщения ранее, то антимонид галлия перешёл бы из *n*-типа в *p*-тип.

Особым случаем, промежуточным между металлом и полупроводником, является графит, в котором полосы проводимости и валентные полосы соприкасаются или даже частично перекрываются. Кинчин<sup>116</sup> суммировал данные по эффектам, наблюдаемым при облучении графита. Сопротивление графита в результате облучения увеличивается, причём это увеличение тем больше, чем выше температура, при которой производятся измерения; коэффициент Холла первоначально отрицательный в процессе бомбардировки увеличивается и становится положительным. Если измерять коэффициент Холла при низкой температуре, то при данном облучении величина этого коэффициента проходит через максимум, после чего дальнейшее облучение приводит снова к уменьшению коэффициента. Эти данные были использованы Джонстоном<sup>108</sup> для вычисления плотности дефектов. После облучения дозой  $5 \cdot 10^{19}$  тепловых нейтронов на  $1 \text{ см}^2$  плотность дефектов, захватывающих электроны, составляла  $10^{20}$  на  $1 \text{ см}^3$ .

12.2. Другие эффекты в полупроводниках. Можно было ожидать, что изменение числа носителей в германии окажет влияние на диамагнетизм. Стивенс, Клеланд и Кроуфорд<sup>210</sup>, а также Стивенс<sup>209а</sup> сообщили о проведённых ими измерениях на образцах *n*- и *p*-типа. В образцах *p*-типа облучение приводит к уменьшению диамагнитной восприимчивости при низких температурах (в согласии с предсказанным на основании электрических эффектов). В образцах *n*-типа никаких изменений не наблюдалось; этот факт Стивенс приписывает недостаточной начальной концентрации носителей, а также возможному наличию неоднородностей.

Шульц-Дюбуа, Низенов, Фен и Ларк-Горовиц<sup>193</sup> после нейтронной бомбардировки бора, покрытого кремнием, нашли в образцах  $p$ -типа резонанс электронного спина; до облучения таких эффектов не обнаруживалось. Следовательно, эти измерения представляют метод исследования, который может дать полезные дополнительные данные для интерпретации различных эффектов.

Бинни и Либшутц<sup>19a,б,в,г</sup> изучали рентгенограммы и электрограммы облучённых германия и кремния. Они обратили внимание на диффузное рассеяние рентгеновских лучей, так как это рассеяние должно быть чувствительно к местным возмущениям в решётке и, следовательно, должно дать возможность расчёта упругих постоянных по методу Вустера. Они также изучали Кикучи-линии на электронограммах, поскольку эти линии чрезвычайно чувствительны к наличию искажений решётки. Рентгенографические исследования проводились на образцах, облучённых на циклотроне при  $-5^\circ \text{C}$ , а электронографические исследования — на образцах, облучённых при температуре жидкого азота в атомном реакторе. Ни на одной из рентгенограмм или электронограмм не было замечено изменений и не было найдено никаких изменений размеров элементарной ячейки германия, облучённого нейтронами. Напротив, для кремния Бинни и Либшутц<sup>19г</sup> нашли определённые изменения в диффузном рассеянии рентгеновских лучей, соответствующие большим изменениям упругих постоянных  $c_{11}$  и  $c_{12}$ . Изменение характеристической температуры, вычисленное на основании этих величин, находится в согласии с наблюдаемым изменением. По данным Вейссмана и Чанга<sup>220</sup> в результате облучения в реакторе период решётки монокристалла германия по оси  $a$  изменился на 0,02%; одновременно более чем втрое увеличилась ширина отражения (111).

Кезом, Ларк-Горовиц и Пирлмен<sup>113a,б,в</sup> нашли, что в результате бомбардировки дейтронами или нейтронами в уравнении для удельной теплоёмкости кремния при низких температурах линейный член, учитывающий роль электронов, значительно уменьшается. Таким образом, подтверждается уменьшение числа носителей в результате бомбардировки. Они также нашли уменьшение характеристической температуры (по электрическим измерениям). Для объяснения величины наблюдаемого изменения характеристической температуры Динес и Клейнман<sup>57</sup> предположили, что нужно учесть ещё какое-то нарушение решётки, отличное от вакансий и внедрённых атомов. Они предположили, что в структурах кремния и алмаза некоторые ковалентные одиночные связи разрываются и превращаются в двойные связи. Расчёты показали, что каждый быстрый нейтрон приводит к образованию области диаметром 45 Å, в которой имеет место разрыв многих связей, что приводит к ослаблению решётки и к значительному уменьшению упругих постоянных. Этот процесс не имеет аналога в металлах. Другие эффекты

бомбардировки в ковалентных и ионных соединениях будут рассмотрены в § 13.

Решётка графита также изменяется в результате бомбардировки. Межплоскостное расстояние  $c$  в результате бомбардировки (при дозе  $10^{20}$  нейтр/см<sup>2</sup>) увеличивается при комнатной температуре на 1,3% (частное сообщение Симмондса) и на 4,75% при  $-196^\circ\text{C}$  (Китинг <sup>112г</sup>). При более низкой температуре расширение решётки непропорционально дозе. Одновременно отражения на рентгенограммах значительно расширяются и дают длинные «хвосты».

### § 13. Аналогичные радиационные эффекты в неметаллах

13.1. Введение. Обзор радиационных нарушений, даже если интересоваться главным образом эффектами в металлах, был бы неполным, если бы он не содержал описания аналогичных эффектов в неметаллах. Основной механизм, который мы рассматривали как определяющий наблюдаемые изменения в металлах, может равным образом иметь место и в любом твёрдом теле. В то же время, в веществах, в которых смещённые электроны даже могут привести к устойчивым во времени эффектам, следует учитывать и другие явления. При этом можно было полагать, что эффекты, обусловленные смещёнными атомами, могут быть дифференцированы от чисто электронных эффектов как теоретически, так и опытным путём, поскольку казалось, что только тяжёлые частицы могут сместить атомы из их мест в решётке. К сожалению, оказалось, что это предположение не вполне обосновано. Эффекты, возникающие при облучении рентгеновскими лучами и тяжёлыми частицами, оказались подобными друг другу. Кроме того, было показано, что некоторые явления, возникающие под действием рентгеновских лучей в ионных твёрдых телах, могут быть объяснены только, если принять, что такое облучение приводит к смещению атомов. Процесс, лежащий в основе этих смещений, по существу, вероятно, является электронным и, повидимому, не имеет места в металлах. Однако при изучении веществ с промежуточными свойствами всегда следует считаться с этой возможностью. До сих пор было предложено два механизма смещения атомов в ионных твёрдых телах под действием рентгеновских лучей: по первому механизму (Макхэм <sup>148</sup>, Пратт <sup>175</sup>) предполагается, что вакансии удаляются от дислокации, возможно, под действием экситонов; по второму механизму (Варли <sup>217a,6</sup>) кратная ионизация излучением может заставить первоначально отрицательный ион покинуть своё положение под действием электростатических сил, отталкивающих этот ион от его положительно заряженных соседей, создавая при этом пару «вакансия — внедрённый атом». Вследствие существования этих эффектов, следует проявлять большую осторожность при сравнении резуль-

татов, полученных для неметаллов и для металлов. В этом разделе мы лишь упомянем о некоторых из таких эффектов, которые в настоящее время кажутся наиболее близкими к соответствующим явлениям в металлах или которые наиболее ясно иллюстрируют процессы, лежащие в основе этих эффектов, не делая попытки исчерпывающего обзора этого большого и сложного вопроса.

13.2. Механические свойства. В ряде работ сообщается о значительных изменениях пластических свойств ионных кристаллов. Воган, Лейво и Смолуховский<sup>218</sup>, Смолуховский, Лейво, Пирлштейн, Смит и Воган<sup>205</sup> нашли, что облучение хлорида натрия протонами приводит к увеличению его твёрдости (измеренной с помощью прибора Тукона) от 16,3 до 36. Уэстервелт<sup>221a,6</sup> подтвердил этот результат и также сообщил о подобном увеличении твёрдости при электронной бомбардировке и при облучении рентгеновскими лучами. Фактически под действием всех указанных способов бомбардировки имело место увеличение твёрдости более чем на 100%, причём отжиг этих эффектов происходил между 150 и 300° С.

Ещё большее увеличение твёрдости хлорида натрия (до 46 VPN) было получено при облучении альфа-частицами (при облучении электронами твёрдость увеличивалась до 36 VPN, при облучении рентгеновскими лучами — до 33,4 VPN). То обстоятельство, что эти эффекты могут быть вызваны излучением, которое неспособно сместить атом путём прямого столкновения, показывает, что должен иметь место какой-либо из механизмов, рассмотренных в предыдущем параграфе (или аналогичный).

Далее было найдено, что облучение понижает внутреннее трение в ионных кристаллах (Франкль и Рид<sup>80</sup>, Франкль<sup>79</sup>) и увеличивает предел текучести (после некоторого уменьшения при малых дозах Пратт<sup>175</sup>). Пратт относит это начальное уменьшение за счёт освобождения отдельных неровностей от дислокаций и последующее увеличение за счёт образования новых неровностей.

Модуль Юнга ионных кристаллов по данным Вогана, Лейво и Смолуховского<sup>218</sup> также увеличивается при протонном облучении; с другой стороны, Гогдон и Новик<sup>86</sup> сообщили, что рентгеновское облучение увеличивает модуль  $c_{11}$  только в каменной соли, подвергнутой холодной обработке. В их опытах облучение эффективно увеличивало модуль на величину уменьшения, имевшего место при предварительной холодной обработке. В этом случае может иметь место существенное различие эффектов, возникающих под влиянием различных видов излучения.

13.3. Диффракция рентгеновских лучей, электронов и нейтронов; плотность. Был осуществлён ряд экспериментов по изучению влияния облучения на параметры решётки, определяемые рентгенографическим путём, и на плотность. Если сопоставить результаты таких опытов, то, вероятно, можно было

бы различить нарушения решётки, в которых преобладают вакансии и состояния, в которых вакансии и внедрённые атомы присутствуют приблизительно в равных количествах. К сожалению, опубликованные измерения не согласуются друг с другом. Биндер и Штурм<sup>18 а, б</sup> и Китинг<sup>112 в</sup> изучали действие излучения атомного реактора на фторид лития. Поскольку литий при бомбардировке нейтронами даёт тритон и альфа-частицу с энергией 4,8 Мэв, то при этом может иметь место значительное нарушение решётки. Биндер и Штурм нашли, что расхождение между изменениями рентгенографической и макроскопической плотности составляет 6%, так что, повидимому, нарушение не ограничивается лишь образованием вакансий. Однако Китинг не нашёл изменений параметров решётки при облучении потоком  $7,5 \cdot 10^{17}$  нейтр/см<sup>2</sup>, хотя в его опытах имело место расширение линий и уменьшение экстинкции, что делает эти результаты сомнительными. Уоррен<sup>219 а, б, в, г</sup> также нашёл, что основным эффектом при облучении LiF является расширение максимумов; он приписал это большому разнообразию межплоскостных расстояний, встречающихся в кристалле. Интегральная интенсивность максимума (002) также увеличивалась, а интенсивность максимумов (004) и более высоких порядков не увеличивалась. С другой стороны, Берри<sup>18</sup> нашёл, что облучение хлорида калия лучами Рентгена приводит к увеличению размеров решётки, которое насыщается при достижении относительного увеличения  $1 \cdot 10^{-5}$ . По данным других исследователей насыщение изменений длины наступает при относительном удлинении  $20 \cdot 10^{-5}$ . Берри считает, что его результаты подтверждают наличие вакансий, хотя следовало бы сделать расчёты, чтобы решить вопрос о том, может ли наблюдаемое расширение решётки быть вызвано наличием вакансий или это расширение является доказательством образования небольшого числа внедрённых атомов под действием рентгеновских лучей.

Дальнейшее доказательство изменений объёма фторида лития было получено Праймаком, Дельбеком и Юстером<sup>177, 179</sup>. Они нашли, что неравномерно облучённые кристаллы обладают двойным лучепреломлением, и интерпретировали это двойное лучепреломление как фотоупругий эффект, вызванный изменением объёма облучённых областей кристалла. После облучения потоком  $10^{13}$  дейтронов на 1 см<sup>2</sup> изменение объёма, вычисленное на основе данных по двойному лучепреломлению, составляло от 2 до  $9 \cdot 10^{-5}$  в зависимости от глубины. Поскольку по плотности окраски можно было определить также и число вакансий, оказалось возможным сопоставить расширение кристалла с плотностью вакансий. Было найдено, что расхождение между этими двумя величинами не превышает ошибок опыта.

Лейво<sup>131</sup> нашёл, что плотность хлорида калия (определяемая путём измерения температуры взвеси в 1—3 дибромпропане) в результате облучения протонами с энергией 360 Мэв в течение одного

часа, уменьшается на  $5 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup>. Подобный эффект был найден этим автором также при облучении рентгеновскими лучами. Лейво и Смолуховский<sup>132</sup> при более длительном облучении получили в 4 раза больший эффект. Изучение поверхности этих кристаллов Смитом, Лейво и Смолуховским<sup>202</sup> с применением интерферометрических методов не дало никаких доказательств того, что эти изменения плотности вызваны диффузией, но авторы сообщают, что в облучённых областях часто были видны линии скольжения.

Лин и Рассел<sup>134</sup> измерили изменение длины кристаллов KCl и NaCl при рентгеновском облучении и сравнили результаты с данными по плотности *F*-центров, найденной оптическим методом. Результаты расходились не более чем на 5%; например, в KCl изменение длины на единицу длины составляло  $1,36 \cdot 10^{-6}$ , и число вакансий, вычисленное на основе этой величины, было  $6,6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>; с другой стороны, число вакансий, найденное по оптическим данным, составляло  $6,7 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Этот факт снова показывает, что рентгеновские лучи в ионных кристаллах образуют вакансии, а может быть, и внедрённые атомы.

В ковалентных соединениях эти явления могут приводить даже к более существенным изменениям, а в некоторых случаях кристаллическая решётка разрушается при бомбардировке и переходит в стекловидное состояние. Этот эффект давно был известен минералагам, так как в некоторых минералах, содержащих атомы радиоактивных изотопов в качестве основных составных частей или в качестве примесей, происходят процессы, в результате которых минерал по внешнему виду остаётся кристаллическим, однако не показывает никакой анизотропии, скола и не даёт рентгенограмм, как другие кристаллические вещества. Это состояние называется метамиктным. Наиболее удивительным фактом является то, что некоторые вещества становятся метамиктными, а другие — нет. Эта проблема была рассмотрена Праймаком<sup>176</sup> на основе данных, полученных при нейтронной бомбардировке ряда веществ в реакторе (см. также Праймак, Фукс и Дэй<sup>178</sup>). Он нашёл, что облучение в реакторе: а) не оказывает никакого влияния на дебаеграммы берилла, GeO<sub>2</sub>, германия, кремния, корунда или рутила; б) вызывает небольшие увеличения постоянных решётки MgO (0,1%), шпинели (0,12%) и CaF<sub>2</sub> (0,08%); в) вызывает большие изменения (без увеличения диффузности линий) в алмазе (0,9%), карбиде кремния (0,68% по оси *a* и 0,68% по оси *c*), хризоберилле и фенаците и г) приводит к увеличению диффузности линий на рентгенограммах кварца, тридимита и кристобаллита. Праймак пришёл к выводу, что большие эффекты определялись не кристаллической структурой или типом связи, а только существованием метастабильного стекловидного состояния.

Предельное состояние, до которого может дойти этот процесс, хорошо иллюстрируется поведением минерала циркона [Харли и Файрбэрн<sup>100a, 6</sup>, Холланд и Готтфрид<sup>97</sup>]; этот минерал может содержать

различные количества урана и тория в качестве примесей, и, таким образом, имеются образцы этого минерала, получившие различные дозы облучения — до  $10^{16}$  альфа-частиц на 1 мг.

Интенсивность линий на рентгенограммах циркона уменьшается с дозой и становится сравнимой с фоном при дозе  $6 \cdot 10^{15}$  альфа-частиц на 1 мг. Одновременно происходит смещение дифракционных максимумов и на некоторой промежуточной стадии появляется второй максимум, который Холланд и Готтфрид приписывают существованию второй фазы. При дальнейшем увеличении дозы этот максимум тоже исчезает и становится неотличимым от фона. Все эти данные (особенно если учесть, что облучение минералов происходило в течение более тысячи миллионов лет) показывают, что скорость отжига при обычных температурах совершенно ничтожна; с другой стороны, метамиктные минералы почти всегда рекристаллизуются при нагревании, но при этом не обязательно образуется первоначальная решетка.

Интересным случаем метамиктизации, вызванной облучением в реакторе, является метамиктизация кварца, которая никогда не происходит в природе. Поскольку кварц иногда находится вблизи радиоактивных отложений, это, повидимому, показывает, что при обычных температурах может иметь место постепенный отжиг. Однако скорость этого процесса такова, что при лабораторных исследованиях он не имеет значения. Уиттельс<sup>225</sup> нашёл, что после облучения кварц вначале становится более анизотропным, линии на дебаграммах значительно расширяются и становятся диффузными, а также исчезает симметрия лауэграмм. На этой стадии изменение плотности по рентгенографическим данным составляет 4,8% и по механическим измерениям 3,5%. Дальнейшее облучение [Уиттельс и Шеррилл<sup>224</sup>] приводит к ещё большему уменьшению плотности до 14,7%, и к исчезновению линий на рентгенограммах; кристаллы уже не имеют скрытой теплоты при  $\alpha \rightarrow \beta$  превращении и пьезоэлектрические кристаллы более не резонируют. Далее образцы, которые до облучения представляли собой кварц, кристобаллит, тридимит и кварцевое стекло, превращались в одну фазу — оптически изотропное стекло с удельным весом 2,26. Во всех случаях это стекло в результате отжига при  $930^\circ \text{C}$  рекристаллизовалось в кварц. Ранние стадии этого нарушения изучались также Джонсоном и Пизом<sup>105</sup>, которые нашли, что вначале имеет место довольно быстрое уменьшение частоты кварцевого кристаллического вибратора, вызванное ионизацией, а также медленное линейное сокращение, приписанное образованию дефектов нейтронами. После облучения нейтронами кварц становился прозрачным, и последующее облучение рентгеновскими лучами уже не приводило к его окрашиванию или к изменению частоты. Одна из особенностей радиационных нарушений в кварце, замеченная Уиттельсом и Шерриллом<sup>224</sup>, состоит в том, что изменение плотности ускорялось в процессе облучения до дозы  $10^{20}$  нейтр/см<sup>2</sup>. Праймак<sup>1766</sup> предположил, что это вызвано тепловыми клиньями, дающими больший



эффект, когда теплопроводность кварца уменьшается в результате наличия нарушений, возникших в начальной стадии облучения.

Довольно детально были изучены также соединения бора, поскольку при облучении в реакторе реакция  $B^{10}(n, \alpha)$  даёт большие эффекты. Пиз<sup>171</sup> изучил ряд соединений бора и нашёл изменения параметров решётки порядка 1% при дозах  $10^{18}$  тепловых нейтронов на  $1 \text{ см}^2$ . Было найдено, что увеличение размеров элементарной ячейки по оси  $c$  и уменьшение по оси  $a$  происходят с заметным насыщением на довольно ранних стадиях облучения. Однако другие эффекты, например расширение некоторых линий на рентгенограммах, не имеют насыщения. Повидимому, это обусловлено ограничением числа возможных внедрённых атомов, в то время как другие дефекты, например такие, как нарушения ориентации, могут продолжать образовываться. Такер и Сеньо<sup>216a, б, в, г</sup> детально изучили действие тяжёлых частиц на карбид бора и получили очень заметные эффекты. Они нашли сжатие в направлении оси  $c$  и расширение в направлении оси  $a$ , а также изменения средних положений некоторых атомов и очень сильное диффузное рассеяние. Также при протонном облучении алмаза угол рассеяния рентгеновских лучей увеличивается на  $10' - 30'$  (Хайес и Смолуховский<sup>93</sup>) и появляется новый максимум на рентгенограмме (Робинсон, Ли и Смолуховский<sup>186</sup>).

Антал, Вейсс и Динес<sup>8</sup> предложили использовать прохождение длинноволновых нейтронов сквозь вещество для определения числа дефектов в облучённых твёрдых телах и сообщили, что предварительные результаты опытов с  $Al_2O_3$  дали обнадеживающие результаты. Если длина волны нейтронов велика сравнительно с любой Брегговской рассеянной волной, то только дефекты могут вызвать рассеяние нейтронов из пучка и это будет единственной причиной ослабления потока нейтронов, разумеется, при условии, что рассматриваемые ядра не захватывают нейтронов. Далее, рассеяние нейтронов дефектом будет такое же, как и рассматриваемым ядром, и может быть точно определено из ядерных опытов. Следовательно, этот метод в принципе позволяет прямое определение числа дефектов. Практически применение такого метода может быть несколько ограничено. Ограничение веществами с низкими сечениями захвата не позволяет исследовать очень многие материалы, и для того, чтобы иметь возможность точно измерить ослабление, образец должен быть, вероятно, очень большим (длиной порядка метра). Далее, неясно, как скажется на ослаблении потока нейтронов образование «скоплений» дефектов.

Другим веществом, в котором, повидимому, происходит фазовый переход (кроме упомянутых в § 9), является фосфор. Чипмен, Уоррен и Динес<sup>38</sup> нашли, что облучение увеличивает размер решётки чёрного фосфора по оси  $c$  на  $0,03 \pm 0,02\%$ , а также что на рентгенограмме появляются новые линии. Некоторые из этих линий были идентифицированы как линии красного фосфора. Кроме этих рентге-

нографических изменений, образец стал более прочным и твёрдым и показал тенденцию к уменьшению поглощения воды.

13.4. Диффузия и электропроводность. Считается, что в ионных веществах электропроводность обусловлена диффузией вакансий положительных ионов. Следовательно, облучение должно приблизительно одинаково влиять на электропроводность и на диффузию. Рентгеновское облучение приводит к уменьшению коэффициента диффузии ионов натрия в хлориде натрия (Мапозер<sup>147</sup>), а также уменьшает электропроводность хлорида калия (Нельсон, Спраулл и Касуэлл<sup>160</sup>). Эти эффекты согласуются с приведёнными выше наблюдениями, показавшими, что рентгеновское облучение понижает внутреннее трение. Однако Нельсон и др. нашли, что дальнейшее облучение снова приводит к увеличению электропроводности; этот результат они получили также и при облучении нейтронами.

Пирлштейн<sup>169a, б, в</sup> (см. также Смолуховский<sup>203 б</sup>) детально изучил эффект бомбардировки хлоридов натрия и калия протонами с энергией 400 Мэв и гамма-лучами. Он подтвердил, что при небольших дозах электропроводность уменьшается, а при больших — электропроводность снова увеличивается. Кроме того, автор нашёл, что характеристики отжига этих дефектов были весьма сложными. Вначале при отжиге электропроводность быстро падает до  $1/100$  электропроводности необлучённого контрольного образца, а затем, при дальнейшем нагревании электропроводность возрастает (при наличии некоторых колебаний) до величины, соответствующей необлучённому веществу. Смолуховский<sup>203a, б</sup> рассмотрел эти результаты с учётом образования, скопления и исчезновения вакансий и внедрённых атомов, но вопрос о роли отдельных процессов на различных стадиях ещё далёк от разрешения.

13.5. Теплопроводность. Берман, Клеменс, Зимон и Фрай<sup>15</sup>, Берман<sup>13</sup> и Клеменс<sup>118</sup> исследовали влияние облучения нейтронами на теплопроводность кварца при низких температурах. В результате облучения теплопроводность кварца уменьшилась, особенно в области максимума проводимости, около 12° К; при достаточно больших дозах этот максимум подавлялся. На этой стадии кривая в координатах «проводимость — температура» была похожа на аналогичную кривую для кварцевого стекла (в соответствии с наблюдениями Уиттельса и Шеррилла<sup>224</sup>). При отжиге происходило постепенное восстановление первоначальных свойств. Эти результаты были проанализированы Клеменсом<sup>118</sup>, с учётом рассеяния, вызываемого скоплениями дефектов, которые оказывают влияние на низкочастотные фононы при низких температурах. Принимая разумные размеры для скоплений дефектов, Клеменс нашёл, что плотность скоплений составляет  $10^{-7}$  на атом. Повидимому, представление о скоплении дефектов может адекватно объяснить имеющиеся данные.

Берман, Фостер и Розенберг<sup>14</sup> получили подобные результаты при аналогичном исследовании кристаллов синтетического сапфира.

В этом случае результат можно интерпретировать, если предположить, что один нейтрон оказывает влияние на область, содержащую 4000 атомов в длинном узком объёме. Довольно близкий эффект получился при облучении гамма-излучением, но, повидимому, насыщение нарушения имело место раньше, чем достигалось полное уменьшение теплопроводности, получающееся при облучении нейтронами. В отличие от облучения нейтронами облучение алмаза гамма-лучами не давало никакого эффекта.

13.6. Магнитная восприимчивость. Если вакансии или внедрённые атомы обладают собственным магнитным моментом, то облучение должно привести к увеличению степени парамагнитности вещества, и в соответствии с этим Мак-Клелланд<sup>139</sup> и Мак-Клелланд и Донью<sup>140</sup> наблюдали уменьшение диамагнитной восприимчивости в результате облучения в кварце, плавленом кварце, рекристаллизованной окиси алюминия и окиси магния; напротив, в шпинели, сапфире и BeO изменений не наблюдалось. Если парамагнетизм обусловлен образованием дефектов со спином равным  $1/2$ , то можно оценить число таких дефектов. При дозе  $3,76 \cdot 10^{19}$  нейтр/см<sup>2</sup> получились следующие данные (число дефектов на молекулу):

в кварцевом стекле —  $2,1 \cdot 10^{-3}$ ;

в кристаллическом кварце —  $3,2 \cdot 10^{-3}$ ;

в рекристаллизованной окиси алюминия —  $2,4 \cdot 10^{-3}$ ;

в окиси магния —  $0,65 \cdot 10^{-3}$ .

В первых трёх веществах наблюдалось некоторое насыщение эффекта. В окиси магния (в двух отдельных опытах) при дозе  $0,52 \cdot 10^{19}$  нейтр/см<sup>2</sup> эффект был очень мал, в то время как при дозе  $3,76 \cdot 10^{19}$  нейтр/см<sup>2</sup> эффект был в 8 раз больший. Следовательно, по крайней мере в этом случае, явление оказывается более сложным, чем простое образование парамагнитных дефектов. Стивенс<sup>2096</sup> измерил температурную зависимость восприимчивости кристаллов кварца. До облучения диамагнитная восприимчивость в значительном интервале не зависит от температуры, а после облучения — заметно уменьшается с повышением температуры. Это подтверждает предположение о возникновении парамагнитных центров. После некоторого облучения число кажущихся центров при дальнейшем облучении уменьшается, хотя плотность ещё продолжает уменьшаться. Повидимому, это явление может быть объяснено тем, что вначале нарушение имеет форму парамагнитных дефектов, например атомов внедрения, а при дальнейшем облучении кварц приближается к стекловидному состоянию и спустя некоторое время число внедрённых атомов фактически уменьшается.

Дьюамель, Фрейманн и Фрейманн<sup>63</sup> предложили использовать влияние облучения на поглощение электромагнитного излучения в качестве полезного метода изучения радиационных нарушений. Они измеряли влияние облучения нейтронами окиси цинка на поглощение в области

0,2 — 1000 килоциклов в секунду и нашли заметный эффект; из связи между частотой максимального поглощения и температурой можно вычислить энергию активации. Методы парамагнитного резонанса также могут быть использованы для изучения природы дефектов. Гриффитс, Оуэн и Уорд<sup>88a,6</sup> изучили этот эффект в кварце и алмазе; теория метода была рассмотрена Обриеном и Прайсом<sup>161</sup>. Можно было показать, что дефекты, создающие «дымчатую» окраску кварца, фактически представляют собой примесь алюминия.

13.7. Оптические эффекты. Вообще говоря, оптические эффекты в неметаллах, обусловленные облучением, подобны эффектам, возникающим при других методах окрашивания, но иногда появляются полосы поглощения, которые при других способах не возникают. Однако интерпретация этих явлений находится всё ещё в начальной стадии, причём общие эффекты, повидимому, не аналогичны оптическим эффектам в металлах и поэтому более подробно рассматриваться не будут.

## § 14. Заключение

В этом параграфе сделана попытка собрать различные изложенные выше данные для того, чтобы дать общее представление о процессах происходящих при радиационных нарушениях.

14.1. Природа нарушений. Нарушения, вызванные облучением твёрдых тел, кроме химических электронных эффектов и ядерных превращений, лучше всего могут быть описаны посредством представления об образовании вакансий и внедрённых атомов. За исключением случая электронной бомбардировки, эти нарушения распределены неравномерно и концентрируются в небольших объёмах вещества. Если температура достаточно низка и исходное вещество находится в стабильном состоянии, то никаких других эффектов не наблюдается. Если вещество находится не в стабильном состоянии, то кратковременное существование пар «вакансия — внедрённый атом», которые, вообще говоря, являются неустойчивыми, может привести к образованию зародышей более стабильной фазы.

Если применяют тяжёлые бомбардирующие частицы, то могут возникнуть местные эффекты, которые лучше всего описываются посредством представления о нагреве небольшого объёма вещества до высокой температуры с последующей закалкой этого объёма. Это было показано на примере разупорядочения упорядоченных сплавов и, более убедительно, в случае образования областей неустойчивой фазы в сплаве 2,4 % Fe в Cu (Денни<sup>53в</sup>). Однако этот результат может быть также интерпретирован посредством рассмотрения столкновений, приводящих к замещениям атомов (Кинчин и Пиз<sup>117a,6</sup>).

14.2. Энергия, необходимая для создания нарушения. Для того чтобы найти энергию, необходимую для создания

нарушения, нужно использовать для бомбардировки твёрдых тел частицы, энергию которых удобно регулировать вблизи этого порогового значения. Для этой цели наиболее удобными бомбардирующими частицами являются электроны, и был проведен ряд опытов, в которых для осуществления радиационных нарушений использовались электроны с различной энергией. Наибольшая энергия, при которой не происходит никакого эффекта, принимается за энергию, с которой электрон (при лобовом столкновении с ядром) не может передать решётке количество энергии, достаточное для смещения этого атома на расстояние, на котором он находился бы в устойчивом состоянии в междузлии. Расстояние между вакансией и внедрённым атомом, находящимся в ближайшем стабильном узле решётки, неизвестно и может быть функцией температуры. Однако эти эксперименты всё же дают меру энергии, требуемой для образования пар «вакансия — внедрённый атом». Сводка экспериментальных данных по этому вопросу, представляющих фундаментальный интерес при изучении радиационных нарушений, приведена в таблице III.

В последней колонке этой таблицы приведены значения энергии, которую электрон (с энергией, приведённой в предыдущей колонке) передаёт атому при лобовом столкновении. Точность определения этих величин порядка нескольких процентов. До сих пор нет точных теоретических величин, с которыми можно было бы сравнить эти результаты. Хантингтон<sup>99в</sup> сообщил, что он делает попытку такого расчёта, но в настоящее время наилучшая теория приводит к величине минимальной энергии, необходимой для создания пары «вакансия — внедрённый атом» в меди, 34 эв. Предположения, сделанные при этом расчёте, таковы, что значение 25 эв, найденное Эггеном и Лаубенштейном, удовлетворительно согласуется с этой цифрой.

14.3. Степень нарушений. Теория эффектов, вызываемых отдельными вакансиями и отдельными внедрёнными атомами, разработана недостаточно, чтобы ею можно было уверенно пользоваться, и, кроме того, очень трудно учитывать эффекты, связанные со скоплениями дефектов. В связи с этим очень небольшое число экспериментальных работ содержит надёжные оценки реального числа смещённых атомов. Если принять теоретические расчёты Джонгенбургера<sup>110</sup> и Блатта<sup>20</sup>, то для этой цели можно воспользоваться измерениями электрического сопротивления. Это было сделано Гаррисоном и Зейтцем<sup>92</sup>, воспользовавшимися экспериментальными данными, полученными Купером, Кёлером и Марксом<sup>46б</sup>, по влиянию дейтронной бомбардировки при 10° К. Число смещений, определённое таким способом, составляет  $\frac{1}{5}$  от числа смещений, вычисленного по теории Снайдера и Нейфельда<sup>206б</sup>. Если же для этой цели воспользоваться измерениями сопротивления при температуре жидкого азота, то аналогичные данные расходятся в 7,3 раза. Подобный расчёт, применённый к изменению сопротивления, вызываемому в меди электронной бомбардировкой при температуре

Таблица III

Эксперименты, проведенные с целью определения энергии образования пары «вакансия — внедренный атом»

Автор	Бомбардируемое вещество	Измеряемое свойство	Пороговая энергия (Мэв)	Энергия, передаваемая атому (эв)
Клонц <sup>119a</sup> . . . . .	<i>n</i> -германий при —196° С	Сопротивление	0,63	30
Лоферский и Раппапорт <sup>136</sup> . .	<i>n</i> -германий и <i>p</i> -кремний при комнатной температуре	Время жизни носителей, концентрация которых минимальна	0,51 (Ge)	23 (Ge)
			0,28 (Si)	27,6 (Si)
Денни <sup>536</sup> . . . . .	Сплав железо—медь	Насыщающее намагничивание	0,45	27 (если смещается атом железа) 23 (если смещается атом меди)
Эгген и Лаубенштейн <sup>64</sup> . . .	Медь	Сопротивление	0,49	25
Дагдейл <sup>616</sup> . . . . .	Cu <sub>3</sub> Au	Упорядочение	0,3	10 <sup>a</sup>

жидкого азота, приводит к числу дефектов, в 5,7 раза меньшему, чем по теории. Гаррисон и Зейтц предположили, что постоянство этого расхождения показывает, что либо вычисления сопротивления, проведённые Джонгенбургером и Блаттом, приводят к завышенным в 5 раз величинам, либо теория Снайдера и Нейфельда неправильна (в частности, предположение о том, что все атомы, получившие количество энергии больше порогового значения, действительно смещаются из своих положений в решётке). Блатт, Хьюз и Рубенштейн<sup>21</sup> указали, что подобный расчёт сопротивления, обусловленного небольшими концентрациями галлия, германия и мышьяка в меди, приводит к значению, в 2 раза большему, чем экспериментальная величина. Таким образом, расчёт сопротивления может привести к числу смещённых атомов, завышенному приблизительно в 2 раза. С другой стороны, если в теории Снайдера и Нейфельда учесть возможность столкновений, приводящих к замещениям атомов (по Кинчину и Пизу<sup>117а, 6</sup>), то число смещённых атомов уменьшится в 2 раза. Таким образом, эти две оценки могут быть удовлетворительно согласованы без необходимости изменять принятое предположение о смещении атомов, получающих пороговую энергию.

Однако вопрос этот более сложен, чем можно было полагать только на основании данных по сопротивлению. Измерения накопленной энергии, выполненные Оверхаузером<sup>165в</sup>, представляют другой метод сценки степени нарушения, возникающего в меди при дейтронной бомбардировке, если принять какое-либо значение энергии, накопленной одной парой «вакансия—внедрённый атом». Вычисление этой энергии, повидимому, является более надёжным, чем расчёт на основе измерения сопротивления и, приняв значение 5 эв, Оверхаузер нашёл, что концентрация пар в его образце после бомбардировки дозой  $10^{17}$  дейтp/см<sup>2</sup> составляет  $5 \cdot 10^{-5}$ . Поскольку сопротивление этих образцов также известно, это даёт независимую оценку сопротивления пары «вакансия—внедрённый атом», причём получается величина 11 мком·см на 1% смещений. Эту цифру следует сравнить с величиной 2,7 мком·см на 1% смещений, вычисленной Джонгербургером и Блаттом. Таким образом, эта оценка показывает, что расчёты сопротивления приводят к величине, заниженной в 4 раза, и, если принять эту интерпретацию, то число дефектов, найденных в опытах с низкотемпературным облучением (Купер, Кёллер и Маркс), отличалось бы от числа, вычисленного по теории Снайдера и Нейфельда, в 20 раз. С другой стороны, если предположить, что расчёты сопротивления, выполненные Джонгербургером и Блаттом, правильны, то энергия, накапливаемая парой «вакансия—внедрённый атом», должна быть порядка 1,2 эв. Все вышеизложенные данные суммированы в таблице IV, в которой приведены согласующиеся между собой величины для интерпретации результатов, полученных Купером, Кёллером и Марксом. При составлении этой таблицы предполагалось, что всё дополнительное сопротивление обусловлено

наличием вакансий и внедрённых атомов. Если то обстоятельство, что  $1/4$  дополнительного сопротивления (по Оверхаузеру) не отжигается при комнатной температуре, означает, что это сопротивление

Таблица IV

Возможные интерпретации дополнительного сопротивления —  $2,1 \cdot 10^{-7}$  *ом·см*, найденного Купером, Кёлером и Марксом <sup>466</sup> после бомбардировки дозой  $1,1 \cdot 10^7$  дейтронов с энергией 12 *Мэв·см<sup>-2</sup>* при 10° К

(Выделенные цифры получены в результате теоретических расчётов)

Автор	Сопротивление 1% смещённых атомов ( <i>мком·см</i> )	Накопленная энергия одним смещённым атомом <sup>**</sup> ) ( <i>эв</i> )	Концентрация смещённых атомов
Хантингтон <sup>996</sup> . . . . .	11	5	$1,9 \cdot 10^{-4}$
Джонгенбургер <sup>110</sup> и Блатт <sup>20</sup>	2,7	1,2	$7,8 \cdot 10^{-4}$
Блатт, Хьюз и Рубенштейн <sup>21</sup>	1,3	0,6	$15,6 \cdot 10^{-4}$
Снайдер и Нейфельд <sup>2066</sup> (удвоенные значения) <sup>*</sup> ) . . . .	1,0	0,44	$21,5 \cdot 10^{-4}$
Снайдер и Нейфельд <sup>2066</sup> . . . .	0,49	0,22	$43,0 \cdot 10^{-4}$

<sup>\*</sup>) Множитель 2 принят для учёта столкновений, приводящих к замещению атомов (Кинчин и Пиз <sup>117а, б</sup>); при этом расчёт Снайdera и Нейфельда почти совпадает с первоначальным расчётом Зейтца <sup>196а</sup>.

<sup>\*\*</sup>) Принимая значение отношения накопленной энергии к сопротивлению по Оверхаузеру.

обусловлено какой-то другой причиной, то концентрация смещённых атомов в последней колонке этой таблицы должна быть уменьшена на 10 %. Однако, поскольку интерпретация процессов отжига является ещё несколько сомнительной (например, миграция вакансий при комнатной температуре может не иметь места), то было решено эту поправку в таблицу не вносить. Во всяком случае, таблица показывает пределы, в которых должно заключаться число смещённых атомов.

Для оценки степени нарушения были предложены ещё следующие методы. Измерение параметров решётки (Таккер и Семпсон <sup>215б</sup>); этот метод также имеет несколько неопределённую теорию. Диффракция нейтронов с большой длиной волны (Антал, Вейсс и



Динес<sup>8</sup>); в этом случае теория является строгой, если нарушение состоит из простых вакансий и внедрённых атомов, но экспериментальные трудности могут оказаться значительными, поскольку для исследования необходимы большие образцы, и, кроме того, равномерное распределение несканиливающих дефектов будет, повидимому, иметь место только при использовании гамма-излучения, а в этом случае нужны очень большие дозы. Однако даже при условии, если скопление дефектов не имеет серьёзного значения, число веществ с достаточно малым сечением захвата нейтронов невелико.

Если теория Джеймса и Ларк-Горовица<sup>101</sup> имеет какой-нибудь смысл, то начальная скорость исчезновения носителей из полупроводников с высокой проводимостью, вероятно, представляет собой хорошую оценку числа образующихся дефектов. Первые результаты, полученные Кроуфордом и Ларк-Горовицем<sup>49a, 6</sup>, а также Бреттенем и Пирсоном<sup>25</sup>, показывают, что при этих предположениях на каждый падающий нейтрон образуются 1,5 вакансии, а на каждую альфа-частицу — 39 вакансий; последняя цифра (Клеланд, Кроуфорд и Пигг<sup>43</sup>) означает, что на каждый быстрый нейтрон образуется 2,5 вакансии. Степень радиационного нарушения после длительных облучений будет обусловлена балансом между вновь созданными нарушениями и эффектами отжига — теплового или вызванного облучением.

Следует рассмотреть вопрос о распределении нарушений. Вообще говоря, это распределение будет чрезвычайно неоднородным, потому что нарушения группируются вокруг тех положений, где происходят столкновения падающих частиц с атомами решётки. Объём теплового клина можно оценить на основе эффектов разупорядочения, причём объём, разупорядочиваемый одним нейтроном, содержит около  $10^4$  атомов (Кук и Кашинг<sup>45a, 6</sup>; Аронин<sup>96</sup>).

14.4. Отжиг нарушений. Поскольку этот вопрос был достаточно подробно рассмотрен в § 7, здесь мы лишь суммируем основные результаты. Различные комбинации вакансий и внедрённых атомов могут рекомбинировать, если они обладают различными энергиями активации. Пары вакансий и внедрённых атомов, расположенные близко друг к другу (или, может быть, местные расплавленные области, если пользоваться представлением о тепловых клиньях), почти определённо являются наиболее легко исчезающей формой нарушений в металлах и могут отжигаться при температуре жидкого воздуха. Энергия активации будет зависеть от расстояния между внедрённым атомом и вакансией так, что кривая отжига будет соответствовать сумме нескольких мономолекулярных реакций.

Следующим простым процессом является миграция внедрённых атомов. Хотя могут существовать «гусеницы», но эти дефекты (атомы внедрения) могут захватываться вакансиями на других линиях плотной упаковки, вместо того чтобы аннигилировать. Для этого процесса ещё не имеется надёжных расчётов. В образцах, в которых нарушения вызваны электронами, вряд ли можно ожидать скопления

вакансий, но они могут быть обнаружены в образцах с более существенными нарушениями или в образцах, в которых образовались тепловые клинья.

Миграция вакансий может происходить при энергии активации 0,7 эв или 1,2 эв; она может замедляться вследствие захвата вакансий примесными атомами, и после этой миграции восстановление может быть ускорено посредством образования пар вакансий. Наконец, в тех случаях, когда оказывается возможной самодиффузия, любые дислокации, вызванные тепловыми напряжениями, могут перемещаться и либо исчезнут, либо по крайней мере полигонизируются. В меди этот процесс происходит с энергией активации около 2,1 эв.

К сожалению, многие из вышеприведённых утверждений являются предположительными и мы ещё далеки от полного понимания процесса отжига точечных дефектов в металлах. Эксперименты, проведённые на закалённых образцах (которые должны содержать только вакансии) с применением прецизионных методов определения периодов решётки (которые должны быть более чувствительны к наличию внедрённых атомов, чем к наличию вакансий, особенно если внедрённые атомы не собираются в «гусеницы»), могут помочь разобраться в различных возможностях, приведённых в таблице II. До тех пор пока такие эксперименты не будут осуществлены, невозможно сказать, каково состояние радиационных нарушений при любых температурах выше 50° К даже в наиболее детально изученном металле — меди.

В других металлах, например, в алюминии, где отталкивание замкнутых оболочек имеет значительно меньшее значение, и в железе с его объёмноцентрированной кубической решёткой, относительные значения энергий активации движения дефектов, геометрия образующихся скоплений дефектов и даже природа отдельных областей внедрения могут быть совершенно различными, и для создания более или менее полной теории отжига радиационных нарушений необходимо провести ещё много исследований по сравнительному изучению различных металлов.

#### ДОПОЛНЕНИЕ В КОРРЕКТУРЕ

Проф. Шмид обратил моё внимание ещё на две работы, в которых изучалось влияние облучения на свойства металлов. В первой работе (Шмид и Линтнер<sup>229</sup>) сообщается о влиянии электронной бомбардировки на крип кристаллов цинка; обычно в этих опытах находили затвердевание. Во второй работе (Нейманн и Шмид<sup>230</sup>) сообщается об изменении сопротивления, наблюдаемых в сплавах Cu—Fe после незначительной бомбардировки альфа- и бета-частицами. Изменений микротвёрдости при этом не обнаружено. Обзорная статья по радиационным нарушениям опубликована Шмидом и Линтнером<sup>231</sup> в 1955 г.

ТАБЛИЦА V

**СВОДКА УСЛОВИЙ ПРОВЕДЕНИЯ  
И РЕЗУЛЬТАТОВ ОПЫТОВ БОЛЬШИНСТВА РАБОТ,  
УПОМЯНУТЫХ В ДАННОМ ОБЗОРЕ**

Облучённое вещество	Условия облучения			Темпера- тура	Изучавшееся свойство	Эффект	Литература
	частица	энергия	интегральн. поток (число частиц на $см^2$ )				
1	2	3	4	5	6	7	8
Al и Cu	$\alpha$	33 Мэв	—	—150° С комнатная	Сопротивление	Большое изменение, если об- лучать при —150° С. Никаких изменений, если об- лучать при комнатной темпе- ратуре	149
Mo	$d$	10 Мэв	—	—100° С	То же	Увеличение в 3 раза, если измерять при 1,2° К. Увеличение на 4%, если из- мерять при комнатной темпе- ратуре	181а, б
Cu	$\alpha$	33,6 Мэв	$1,7 \cdot 10^{17}$	—	Сопротивление и характери- стическая температура	Характеристическая темпе- ратура возрастает на 45° (при вычислении по сопротивлению)	24а, б
Cu	$d$	12 Мэв	$1,1 \cdot 10^{17}$	—180° С	Сопротивление	Измерение, не зависящее от температуры (следовательно, характеристическая температура не изменяется)	165б
Fe, Ni, Co	$d$	10 Мэв	$10^{17}$	—150° С	То же	В железе имеют место боль- шие изменения, чем в металлах с плотной упаковкой	226в
W, Mo, Pt	$n$	Реактор	$\sim 10^{19}$	30° С	» »	Изменения: в W $\sim 10\%$ ; в Mo — 7% и в Pt — 1%	61б

Cu, Al	<i>n</i>	Реактор	$1,1 \cdot 10^{19}$	От — 150 до — 195° C	Сопротивление	Если измерения производятся при — 195° C, то сопротивление увеличивается на 20% (Cu), 33% (Al)	1426
Cu, Ag, Au	<i>d</i>	12 Мэв	$1,1 \cdot 10^{17}$	— 261° C	То же	Увеличение на 13% (Cu), 15% (Ag, Au) не отжигается при — 261° C	466
W	<i>p</i>	От 100 до 400 Мэв	$10^{16}$	Комнатная	» »	Изменение на 0,49% при 130 Мэв, на 0,33% при 260 Мэв и на 0,71% при 410 Мэв	170
Cu	<i>e</i>	От 0,45 до 1 Мэв	—	Жидкий воздух	» »	Порог энергии электронов, при которой возникает эффект, равен $0,49 \pm 0,02$ Мэв; это приводит к энергии смещения, равной $25 \pm 1$ эв	64
Cu + 2 весов. % Be	<i>n</i>	Реактор	$4 \cdot 10^{19}$ (интегр.)	40° C	Сопротивление закалённого образца	Увеличение на 18%	17
Cu + 13,5 ат. % Be	<i>n</i>	Реактор	$2,3 \cdot 10^{18}$ (интегр.)	—	То же	Увеличение на 11%	158в
Cu + 2 весов. % Be	<i>n</i>	Реактор	—	— 150° C	» »	Увеличение на $\frac{1}{4}$ от величины увеличения, найденного при 40° C; при нагревании достигает такой же величины	39
Cu <sub>3</sub> Au	<i>n</i>	Реактор	$3,3 \cdot 10^{10}$ выше 50 кэв	40° C	Сопротивление	В упорядоченном образце — увеличение от 4,6 до $10,1 \cdot 10^{-6}$ о.м.см; в разупорядоченном — никаких изменений	199
CuAu и Cu <sub>3</sub> Au	<i>a</i>	33 Мэв	$3,7 \cdot 10^{17}$	— 150° C	То же	В упорядоченных образцах — увеличение; в разупорядоченных — никаких изменений	149
Cu <sub>2</sub> Au	<i>n</i>	Реактор	—	—	» »	В упорядоченных образцах — вначале уменьшение сопротивления, затем увеличение	2

Облучённое вещество	Условия облучения			Темпера- тура	Изучавшееся свойство	Эффект	Литература
	частица	энергия	интегральн. поток (число частиц на $\text{см}^2$ )				
1	2	3	4	5	6	7	8
$\text{Cu}_3\text{Au}$	$n$	Реактор	$2 \cdot 10^{20}$ тепловых	$80^\circ \text{C}$	Сопротивление	В упорядоченном образце быстрое уменьшение с последующим постепенным увеличением до сопротивления, на 60% превышающего исходное. В разупорядоченном образце уменьшение, насыщающееся при сопротивлении, на 7% ниже исходного, а затем медленное увеличение сопротивления	84
$\text{Cu}_3\text{Au}$	$n$	Реактор	$1,4 \cdot 10^{20}$ тепловых	$140^\circ \text{C}$	То же	В упорядоченном образце уменьшение на 6% с последующим увеличением до сопротивления, на 4% больше исходного. В разупорядоченном — уменьшение, насыщающееся при сопротивлении, на 17% ниже исходного	85
$\text{Cu}_3\text{Au}$	$n$	Реактор	$3 \cdot 10^{20}$ тепловых	$80^\circ \text{C}$	Твёрдость и линии на рентгенограм- мах	В разупорядоченном образце увеличение от 100 до 121 $\text{VPN}$ , на рентгенограммах никаких изменений. В упорядоченном образце увеличение от 110 до 158 $\text{VPN}$ и увеличение резкости линий на рентгенограммах	71

$\text{Cu}_3\text{Au}$	$n$	Реактор	$\sim 2,1 \cdot 10^{18}$	$200^\circ \text{C}$	Сопротивление	Запаздывание на 12 часов после остановки реактора. Предполагается, что это — время релаксации	226
$\text{Cu}_3\text{Au}$	$n$	Реактор	—	—	Линии на рентгенограммах	Предполагается, что после облучения упорядоченного сплава размер областей — $125 \text{ \AA}$ .	44a
$\text{Cu}_3\text{Au}$	$n$	Реактор	$1,2 \cdot 10^{18}$ быстрых	$-160^\circ \text{C}$	Сопротивление	В упорядоченном образце небольшое увеличение, уменьшающееся только при отжиге	446
$\text{Cu}_3\text{Au}$	$\alpha$	36 Мэв	—	$-180^\circ \text{C}$	То же	Начальная скорость разупорядочения в 6 раз больше, чем при $220^\circ \text{C}$	58
$\text{Cu}_3\text{Au}$	$e$	1 Мэв	$3 \cdot 10^{17}$	От $40$ до $45^\circ \text{C}$	» »	Никаких изменений. Отжиг при $100^\circ \text{C}$ приводит к уменьшению сопротивления упорядоченного образца	3
$\text{Cu}_3\text{Au}$ (упорядоченный)	$\gamma$	$\text{Co}^{60}$	$6 \cdot 10^{16}$	—	» »	Отжиг при $128^\circ \text{C}$ в течение 500 мин. приводит к уменьшению сопротивления на $3 \cdot 10^{-8} \text{ ом} \cdot \text{см}$ ; предполагается, что образуются вакансии	616
$\text{Cu}_3\text{Au}$	$e$	0,3 Мэв	—	—	» »	Наблюдается эффект упорядочения; предполагается, что образуются вакансии и что порог их образования ниже $13,5 \text{ эв}$	616
$\text{Cu}_3\text{Au}$	$e$	1 Мэв	$3 \cdot 10^{19}$	$-195^\circ \text{C}$	» »	Никаких изменений. Отжиг при комнатной температуре приводит к уменьшению с последующими флуктуациями сопротивления	60

Облученное вещество	Условия облучения			Температура	Изучавшееся свойство	Эффект	Литература
	частица	энергия	интегральн. поток (число частиц на $см^2$ )				
1	2	3	4	5	6	7	8
Cu — Au	$\alpha$	39,6 Мэв	$4,1 \cdot 10^{17}$	$< -150^\circ \text{C}$	Сопротивление	Скорость упорядочения как для упорядоченных, так и для неупорядоченных образцов измерялась при различных температурах	208
Cu <sub>3</sub> Au	$p$	9 Мэв	$5 \cdot 10^{17}$	$-100^\circ \text{C}$	То же	В упорядоченных образцах увеличение на 4,25 мком·см; в разупорядоченных — на 0,65 мком·см; 0,6 этой величины отжигается при $0^\circ \text{C}$	286
Cu <sub>3</sub> Au и Cu — Au	$n$	Реактор	$\sim 10^{20}$	$\sim 30^\circ \text{C}$	Сопротивление и линии на рентгенограммах	Тепловые нейтроны приводят к упорядочению как упорядоченных, так и разупорядоченных образцов. Быстрые нейтроны разупорядочивают упорядоченные образцы	45а, 6
$\beta$ -латунь	$\alpha$	33 Мэв	$2,6 \cdot 10^{17}$	$< -100^\circ \text{C}$	Сопротивление	Увеличение на 100%; предполагается разупорядочение	66
Ni <sub>3</sub> Mn	$n$	Быстрые	$0,9 \cdot 10^{20}$ $> \frac{1}{2} \text{ Мэв}$	$\sim 50^\circ \text{C}$	Сопротивление и магнитная индукция	В упорядоченных образцах увеличение сопротивления и уменьшение индукции. В разупорядоченных образцах уменьшение сопротивления и большее	9а, 6



$\alpha$ -латунь	<i>n</i>	Реактор	Неделя в Брукхевенском реакторе	50° С	Сопротивление	увеличение индукции только при содержании от 16 до 22% Мп Уменьшение даже если изменения производить при температуре жидкого гелия. Отжигается при 170° С	188
Pt	<i>n</i>	Реактор	4·10 <sup>18</sup>	~50° С	Сопротивление и отжиг	Увеличение на 0,3%; приблизительно 15% этой величины отжигается с $Q = 1,2$ эв	61а, 6
W, Mo	<i>n</i>	Реактор	~10 <sup>19</sup>	30° С	Отжиг сопротивления	Mo; $Q$ Cu изменяется от 1,25 до 1,35 эв при отжиге 60% изменения сопротивления между 100° и 160° С; при отжиге 30% изменения между 190° и 270° — $Q = 1,46$ эв W: при отжиге 20% изменения сопротивления между 70° и 270° С $Q$ изменяется от 1,2 до 1,6 эв	61б
Cu, Ag, Au, Ni, Ta	<i>d</i>	12 Мэв	2,7·10 <sup>17</sup>	—140 и —150° С	Сопротивление и отжиг	Изменение наибольшее в Ni и Ta. Восстановление наблюдается при —165° С с $Q = 0,15$ эв (Cu, Ag, Au) и 0,20 эв (Ni, Ta)	151
Cu	<i>a</i>	35 Мэв	1,5·10 <sup>17</sup>	—150° С	Сопротивление	Отжиг: между —20° и —65° С $Q = 0,717$ эв; между 250° и 350° С $Q = 2,12$ эв	65б, в
Cu	<i>d</i>	12 Мэв	1,1·10 <sup>17</sup>	—180° С	То же	Отжиг: ниже —65° С, $Q \sim T$ ; от —60° С до комнатной температуры — $Q = 0,68$ эв. При 167° С сохраняется 25% общего изменения сопротивления	165а, 6

Облученное вещество	Условия облучения			Температура	Изучавшееся свойство	Эффект	Литература
	частица	энергия	интегральн. поток (число частиц на $см^2$ )				
1	2	3	4	5	6	7	8
Cu, Al	$n$	Реактор	$1,1 \cdot 10^{19}$	От $-150$ до $-195^\circ C$	Сопротивление	Cu: отжиг в две стадии — от $-80^\circ$ до $20^\circ C$ и с критическим напряжением сдвига от $300^\circ$ до $400^\circ C$ Al: отжиг с критическим напряжением сдвига от $-80^\circ$ до $-20^\circ C$	142б
Cu	$d$	12 Мэв	$10^{17}$	$-150^\circ C$	Выделяющаяся энергия	В процессе отжига при комнатной температуре освобождается 1,2 кал/гр	165в
Cu, Ag, Au	$d$	12 Мэв	$10^{17}$	$-261^\circ C$	Сопротивление	В меди около 40% дополнительного сопротивления отжигается при $-233^\circ C$ . В серебре — 20% при $243^\circ C$ . В золоте нет резкого изменения сопротивления	46а
Cd-монокристаллы	$\alpha$	5,3 Мэв	$1,5 \cdot 10^8$ в сек.	—	Скорость крипа	Увеличение до 5 раз только при продольном течении.	4а, б
Cd-монокристаллы	$\alpha$	5,3 Мэв	$5 \cdot 10^8$ в сек.	Комнатная	Крип	Никакого эффекта. Если бомбардировка в течение 1—2 часов следует за испытанием крипа, то скорость крипа в результате облучения уменьшается приблизительно на 30%	145а, б

Zn-монокристаллы	$\alpha, n$	5,3 Мэв	—	—	Крип	Затвердевание, т. е. замедление крипа. Повидимому, нейтроны дают противоположный эффект	192а, б
Al-поликристаллы	$n$	Реактор	$1,3 \cdot 10^{12}$ (с энергией выше 1 эв) в сек.	50° С	Скорость крипа	Никаких изменений	109
Al-поликристаллы	$\alpha$	38 Мэв	$1,2 \cdot 10^{12}$ в сек.	От 150 до 320° С	Скорость крипа	Никаких значительных изменений	103
Си-поликристаллы	$d$	16 Мэв	$10^{12}$ в сек.	250° С	То же	При давлении 700 кг/см <sup>2</sup> никакого эффекта (ошибка измерений $\pm 20\%$ )	222а, в
Си	$n$	Реактор	$5 \cdot 10^{19}$	40° С	Твёрдость	В отожжённом образце твёрдость изменилась от $R_F$ 43 до $R_F$ 90 В образце, подвергавшемся холодной обработке от $R_F$ 93 до $R_F$ 97	17
Мо	$d$	От 8,4 до 10 Мэв	$1,5 \cdot 10^{17}$	—	»	Увеличение от 201 до 253 VPN	{ 83а, б 89, 90
Си	$e$	1 Мэв	$5 \cdot 10^{18}$	—20° С	»	Увеличение от 44,7 до 47,7 VPN	
Си-сплавы	$n$	Реактор	$2,3 \cdot 10^{18}$	—	»	Увеличение на ~20 VPN для твёрдых растворов и на ~40 VPN для Си—Ве	158б, в
Си <sub>3</sub> Au	$n$	Реактор	$3 \cdot 10^{20}$	80° С	»	В разупорядоченном образце от 100 до 121 VPN, в упорядоченном — от 110 до 158 VPN	71
Си-монокристаллы	$n$	Реактор	$1,8 \cdot 10^{18}$ быстрые	—	Критическое напряжение сдвига	Увеличение от 0,24 до 1,94 кг/мм <sup>2</sup>	22а
Си-монокристалл	$n$	Реактор	$8 \cdot 10^{18}$ быстрые	—	Линии скольжения	Скопление большего числа линий	102а

Облученное вещество	Условия облучения			Температура	Изучавшееся свойство	Эффект	Литература
	частица	энергия	интеграл. поток (число частиц на $см^2$ )				
1	2	3	4	5	6	7	8
Си-монокристалл	<i>n</i>	Реактор	—	—	Кривая «напряжение — деформация»	Изменения при 78° К; критическое напряжение сдвига повышалось	1026
Си-монокристалл	<i>n</i>	Реактор	—	—	Критическое напряжение сдвига	После увеличения (до 3,5 $кг \cdot мм^{-2}$ ) отжиг в области 300—400° С. Энергия активации 2,2 эв	184
Си, Al	<i>n</i>	Реактор	$1,1 \cdot 10^{19}$	—195° С	То же	Увеличение в 5 раз. Отжиг в Си при 320° С; в Al от —80° до 20° С. Энергия активации 2 эв (Си) и 0,55 эв (Al)	1426
Fe, Zn, Pb	<i>n</i>	Реактор	$10^{18}$	Комнатная	Предел текучести	Увеличение ~ в 2 раза в кристаллах Fe и Zn. В Pb нет эффекта. Отжиг в Fe с энергией активации 3,1 эв	1256
Al	<i>a</i>	39,6 Мэв	$9 \cdot 10^{18}$	—100° С	Плоскости скольжения	Более сильное скольжение вдоль данной плоскости	114а, б
Mo	<i>n</i>	Реактор	От 1,9 до $5,9 \cdot 10^{20}$	—	Кривая «напряжение — деформация»	Температура перехода «пластичность — хрупкость» поднялась от —30° до +70° С.	33а, б
Ni, Cu, Mo, Ti и др.	<i>n</i>	Реактор	$5 \cdot 10^{19}$	100° С	То же	Увеличение предела текучести от 7 до 100%. Удлинение и начальная скорость затвердевания	Мейкин; частное сообщение

Сталь SAE 1019	d	18,6 Мэв	$3,7 \cdot 10^{17}$	—	Твёрдость и др.	уменьшаются. Отжиг предела текучести 300—360° для Cu ( $Q = 2,05$ эв) и 340—400° С для Ni ( $Q = 2,63$ эв). Температура перехода «пластичность — хрупкость» поднялась от $-1^\circ$ до $+18^\circ$ С. Твёрдость увеличилась от 180 до 380 (по Кнупу). Эффект отжигается между 260 и 480° С с переменной энергией активации. Предел текучести и предел прочности на растяжение увеличиваются в отожжённых образцах примерно вдвое. Удлинение уменьшается примерно на 20%. Твёрдость увеличивается на 20—150%; предел текучести на 10—60%; предел прочности на растяжение на 5—40%. Температура перехода «пластичность — хрупкость» повышается.	156
Al-сплавы	n	Реактор	$1,3 \cdot 10^{21}$ общая доза; $10^{20}$ быстрых	65° С	Кривая «напряжение — деформация»	Никаких изменений	207
Стали, Ni—и Co-сплавы, Zr	n	Реактор	$10^{20}$	От 20 до 25° С	Твёрдость; кривая «напряжение — деформация»	Никаких изменений	212a
Cu, 17 ат. % Al	n	Реактор	—	—195° и 50° С	Внутреннее трение	Никаких изменений	133
Аустенитная сталь	n	Реактор	$\sim 10^{19}$	От 60 до 70° С	Модуль упругости	Никаких изменений	376
Cu	n	Реактор	$2,4 \cdot 10^{18}$	—	Упругие постоянные	Никаких изменений	125a, 6
Cu	d	20 Мэв	$9 \cdot 10^{16}$	—175° С	Модуль сдвига	Уменьшение на $1,5\% \cdot \frac{1}{3}$ этой величины отжигается при $-125^\circ$ С, остальная часть отжигается между $-50$ и $+100^\circ$ С	55

Облучённое вещество	Условия облучения			Темпера- тура	Изучавшееся свойство	Эффект	Литература
	частица	энергия	интегральн. поток (число частиц на $см^2$ )				
1	2	3	4	5	6	7	8
Cu	$e$	1 Мэв	$4,5 \cdot 10^{18}$	—195° С	Модуль сдви- га	Отжиг при —50° С даёт уве- личение на 4%; при 75° — уменьшение на 0,5% и в об- ласти 250—350° С уменьшение на 2%	54
$\beta$ — Sn	$n$	Реактор	$10^{18}$	—195° С	Превращение	Рост $\alpha$ — Sn при нагревании значительно быстрее, чем в не- облучённом $\beta$ — Sn, но медлен- нее, чем в $\beta$ — Sn, «заражён- ном» серым оловом	73
Cu + 2,4 вес. % Fe	$e$	0,5 Мэв	—	—	Намагничива- ние с насыще- нием	Порог энергии превращения 0,45 Мэв, при энергии смеще- ния для железа $27 \pm 2$ эв	53а, б
Cu + 2,4 вес. % Fe	$p$	9 Мэв	—	—	То же	При полной кристаллизации перед облучением намагничи- вание уменьшается, что указы- вает на местное расплавление	53в
Cu, Zr, Ge, Al	$n$	Реактор	6 месяцев в Хэнфорде	—	Линии на рент- генограммах	Никаких эффектов	219а, б, в
Cu + 2% Si монокрист.	$n$	Реактор	550/атом.	—	То же	Никаких изменений, но после- дующее травление даёт очень широкие максимумы	219г

Pt, Mo	<i>n</i>	Реактор	$1,5 \cdot 10^{19}$ быстр.	—	Линии на рентгенограммах	Никаких изменений в Pt. Увеличение межплоскостного расстояния в Mo на 1:10 000	616
Cu, Mg, латунь	<i>n</i>	Реактор	$\sim 10^{18}$	—	То же	Расширение линий во всех случаях; смещение линий в латуни	125а, б
WAl <sub>5</sub>	<i>n</i>	Реактор	$\sim 10^{19}$	—	» »	Расширение в направлении оси <i>c</i> на 0,1%; небольшое сжатие в направлении <i>a</i>	Адам, частное сообщение
Cu	<i>d</i>	19 Мэв	$1,15 \cdot 10^{17}$	—195° С	Объём	Увеличение на 0,034%; 14% этой величины отжигается при комнатной температуре, но облучение при комнатной температуре даёт только 0,1% изменения объёма	115
Ag	<i>p</i>	10 Мэв	$3 \cdot 10^{14}$ в сек.	—	Самодиффузия	Никаких измеримых изменений	106
Со, покрытый Au	<i>n</i>	Реактор	—	—	Диффузия	Повидимому, некоторое число атомов Со проходит сквозь слой золота	36
Fe, Pt и др.	<i>a</i>	40 Мэв	—	—	Термоэлектро- движ. сила	Никаких изменений до $3 \cdot 10^{-7}$ в/°С	7
Cu и Fe — константан	<i>n</i>	Реактор	$5 \cdot 10^{16}$	—	То же	Никаких изменений с точностью до $10^{-5}$ в между температурой жидкого азота и льда	102в
Fe	<i>p</i>	10 Мэв	$5 \cdot 10^{17}$	—	» »	$\sim 0,3$ микровольта на градус между облучённым и необлучённым образцами железа	5
Константан	<i>p</i>	10 Мэв	$3,8 \cdot 10^{17}$	—	» »	0,1 микровольта на градус между облучённым и необлучённым образцами константана	5.

Облучённое вещество	Условия облучения			Температура	Излучавшееся свойство	Эффект	Литература
	частица	энергия	интегральн. поток (число частиц на $см^2$ )				
1	2	3	4	5	6	7	8
Ge	$d$	10 Мэв	—	Комнатная	Сопротивление	В чистом германии и в германии $p$ -типа уменьшение; германий $n$ -типа превращается в $p$ -тип	128
Ge	$n$	Быстрые	1 день в ORNL	—	То же	В германии $p$ -типа уменьшение; в германии $n$ -типа увеличение до максимума с превращением в $p$ -тип и последующим уменьшением	107
Si	$n$	Быстрые	—	—	» »	Увеличение во всех случаях до величины, превышающей 10 000 $ом \cdot см$	127
Si	$n$	Быстрые	—	—	Полосы поглощения	Новая полоса и уменьшение поглощения в длинноволновой области предполагает образование ловушек для электронов и дырок	68, 69, 12
Ge	$n$	Быстрые	—	—	Число дырок на один нейтрон	В $n$ -германии: 3 на быстрый нейтрон; в $p$ -германии 0,7 на быстрый нейтрон	49а, 6
Ge	$\alpha$	5,3 Мэв	$4,5 \cdot 10^{10}$	Комнатная	Сопротивление	$n$ -германий превращается в $p$ -германий. В начале теряется 78 электронов на $\alpha$ -частицу; после превращения выигры-	25



Ge	<i>n</i>	Быстрые	$1,2 \cdot 10^{16}$	—	То же	бается 8,6 дырок на $\alpha$ -частицу В образце <i>p</i> -германия, имевшем низкое сопротивление, при бомбардировке сопротивление увеличивается	48
Ge и Si	<i>d</i>	10 Мэв	—	—	Число потерянных носителей на дейтрон	В образце <i>p</i> -германия с низким сопротивлением — 4; в <i>p</i> -германии — 11, в <i>p</i> -кремнии — 31	78a
Ge	<i>e</i>	От 0,4 до 1,5 Мэв	$\sim 10^{18}$	—196° C	Пороговая энергия	0,65 Мэв для заряда постоянного сопротивления. При этом предполагается, что энергия смещения — 30 эв	119б
Ge и Si-электрон-вольтовые ячейки	<i>e</i>	От 0,3 до 1,5 Мэв	—	Комнатная	Ток короткого замыкания	Увеличение тока со временем бомбардировки электронами, если их энергия превышает пороговую энергию — 0,51 Мэв (для Ge) и 0,28 Мэв (для Si). Соответствующие значения энергии смещения: 23 эв (Ge) и 27,6 эв (Si)	13б
Ge	<i>e</i>	4,2 Мэв	$\sim 4,5 \cdot 10^9$	—196° C	Сопротивление и отжиг	В <i>p</i> -германии с начальным сопротивлением 2,18 ом·см имеет место уменьшение электропроводности, отжигающееся при комнатной температуре	119в
Ge	Ионы от H <sup>1</sup> до Sb <sup>51</sup>	От 5 до 90 кэв	—	—	Диодные характеристики	Обнаруживаемые эффекты согласуются с предположением об образовании поверхностного слоя <i>p</i> -типа	51
Ge	<i>d</i>	9,3 Мэв	—	—170°	Коэффициент Холла	При температуре ниже 141° происходит отжиг увеличения <i>R</i> и $\rho$ . При температуре выше 141° К <i>R</i> и $\rho$ уменьшаются	78б

Облучённое вещество	Условия облучения			Темпера- тура	Изучавшееся свойство	Эффект	Литература
	частица	энергия	интегральн. поток (число частиц на $\text{см}^2$ )				
1	2	3	4	5	6	7	8
Ge	$n$	Реактор	—	От $-90$ до $-160^\circ \text{C}$	Коэффициент Холла и сопро- тивление	Отжиг при температурах ниже $140^\circ \text{K}$ приводит к увеличению сопротивления. Этот процесс описывается уравнением реакции первого порядка В $p$ -германии (покрытом $\text{In}$ ) $R$ и $\rho$ увеличиваются, причём $R/\rho$ постоянно. При покрытии $\text{Au}$ — $R$ и $\rho$ уменьшаются, причём $R/\rho$ проходит через минимум, равный $1/3$ первоначальной величины. В $n$ -германии $R$ и $\rho$ увеличиваются; $R$ проходит через максимальное отрицательное значение и затем становится положительным	47
Ge	$e$	$4,5 \text{ Мэв}$	—	$-186^\circ \text{C}$	То же	В $p$ -германии (покрытом $\text{In}$ ) $R$ и $\rho$ увеличиваются, причём $R/\rho$ постоянно. При покрытии $\text{Au}$ — $R$ и $\rho$ уменьшаются, причём $R/\rho$ проходит через минимум, равный $1/3$ первоначальной величины. В $n$ -германии $R$ и $\rho$ увеличиваются; $R$ проходит через максимальное отрицательное значение и затем становится положительным	172
Ge	$e$	$4,5 \text{ Мэв}$	—	$-186^\circ \text{C}$	» »	$R$ и $\rho$ увеличиваются в $n$ - и $p$ -германии. Изучался отжиг	121
$n$ — Ge	$n$	—	—	—	Барьер на границе зерна	Высокое сопротивление исчезало при переходе $n$ -германия в $p$ -германий	214
$n$ — Ge	$e$	$3 \text{ Мэв}$	$10^{14}$	—	Отжиг сопро- тивления	Согласуется с теорией. Из второй части процесса найдена энергия активации $1,8 \text{ эв}$	32a

Cu <sub>2</sub> O PbS	<i>n</i> <i>a</i>	Реактор -5,3 Мэв	— —	— —	Сопротивление То же	Увеличивается Увеличивается до трёхкратного значения после начального уменьшения на несколько процентов	173 163
Si	<i>n</i>	Реактор	—	—	Удельная теплоёмкость	Бомбардировка приводит к значительному уменьшению роли линейного члена в выражении для теплоёмкости; характеристическая температура также уменьшается	113а, б, в
InSb	<i>n</i>	Реактор	—	30° C	Коэфф. Холла	<i>p</i> -тип превращается в <i>n</i> -тип. <i>n</i> -тип имеет тенденцию к превращению в <i>n</i> -тип с высоким сопротивлением	40а, б, в
GaSb	<i>n</i>	Реактор	—	—	Сопротивление и коэфф. Холла	В <i>n</i> -типе и в <i>p</i> -типе сопротивление увеличивается. Измерения коэфф. Холла показали, что образуются ловушки для носителей. Скорость исчезновения носителей в <i>p</i> -типе изменяется с их начальной концентрацией. В <i>n</i> -типе этого явления не наблюдается	40г
Графит	<i>n</i>	Реактор	5 · 10 <sup>19</sup> тепловых	—	Сопротивление, коэфф. Холла и гальваномагнитный эффект	Сопротивление и коэфф. Холла увеличиваются. Гальваномагнитный эффект уменьшается. Эффекты согласуются с образованием ловушек электронов	116
<i>n</i> — Ge	<i>n</i>	Реактор	—	—	Магнитная восприимчивость	Уменьшение диамагнетизма	210
<i>p</i> — Si, покрытый В	<i>n</i>	Реактор	—	—	Электронный спиновый резонанс	Наблюдался только в облучённых образцах	193

Облучённое вещество	Условия облучения			Температура	Изучавшееся свойство	Эффект	Литература
	частица	энергия	интегральн. поток (число частиц на $\text{см}^2$ )				
1	2	3	4	5	6	7	8
Ge-монокристаллы	$n$	Реактор	$1,4 \cdot 10^{18}$ медлен. $1,2 \cdot 10^{18}$ быстр.	От 160 до $200^\circ \text{C}$	Линии на рентгенограммах	Полуширина линий увеличилась от $36''$ до $3\frac{1}{2}'$ . Увеличивалось диффузное рассеяние; $\alpha_0$ увеличивалось от $5,657_7$ до $5,659_2 \text{ \AA}$	220
Графит	$n$	Реактор	$2,1 \cdot 10^{19}$	$-196^\circ \text{C}$	Линии на рентгенограммах	$\epsilon_0$ увеличивается на 4,75%. Отражения на рентгенограммах расширяются и имеют более длинные «хвосты»	112г
NaCl	$p$	400 Мэв	—	—	Твёрдость и упругость	Твёрдость увеличивается от 16,3 до 36 $VPN$ . Модуль Юнга также увеличивается	218
Щелочно-галогидные соединения	Рентген. лучи $e$ $\alpha$	1 Мэв 40 Мэв	—	$20^\circ \text{C}$ $20^\circ \text{C}$ $-170^\circ \text{C}$	Твёрдость » »	Увеличивается от 16,3 до 33,4 $VPN$ (NaCl), от 16,3 до 36 $VPN$ (NaCl), от 16,3 до 46 $VPN$ (NaCl)	221а, 6
NaCl	Рентген. лучи	—	—	—	Внутреннее трение	Уменьшается	80
NaCl	То же	—	—	—	Модуль упругости	Увеличивается в образцах, подвергавшихся холодной обработке. При этом аннулируется уменьшение, вызванное холодной обработкой	86

LiF	» »	Реактор	$6 \cdot 10^{16}$	—	Параметр решётки и плотность	Изменения эквивалентны с точностью 6 %	186
LiF	» »	Реактор	$7,5 \cdot 10^{17}$	—	Параметр решётки	Изменений не обнаружено. Линии на рентгенограммах расширяются	112в, г
LiF	» »	Реактор	8 дней в Аргоннском реакторе	—	Отражения на рентгенограммах	Расширяются и становятся более интенсивными	2196, в
KCl	» »	—	—	—	Параметр решётки	Увеличение $\alpha$ на 0,001%	16
LiF	Рентген. лучи или $d$	21 Мэв	$10^{13}$	—	Плотность по измерениям двойного преломления	Уменьшение от 2 до $9 \cdot 10^{-5}$	177
KCl	$p$	400 Мэв	$5 \cdot 10^{15}$	—	Плотность	Уменьшение на $2 \cdot 10^{-4}$ г/см <sup>3</sup>	132
KCl	Рентген. лучи или $p$	—	—	—	Поверхность	Линии скольжения на облучённой поверхности. Эффекты облучения рентгеновскими лучами и протонами подобны, за исключением эффектов, получаемых при больших дозах протонов	202
KCl, NaCl	Рентген. лучи	—	—	—	Изменения длины	Согласуются с точностью до 5% с оптическим определением плотности окрашенных центров	134
Различные ковалентные соединения	$n$	Реактор	—	—	Рентгенограммы порошков	В некоторых веществах эффекты не наблюдаются; в других найдены значительные эффекты	176а
Циркон	$\alpha$	—	$10^{16}$ на мг	—	Рентгенограммы	Интенсивность линий уменьшается; линии сливаются с фоном при дозе $10^{16}$ $\alpha$ -частиц на мг	{ 97 100а, б

Облучённое вещество	Условия облучения			Температура	Изучавшееся свойство	Эффект	Литература
	частица	энергия	интегральн. поток (число частиц на $\text{см}^2$ )				
1	2	3	4	5	6	7	8
Кварц	<i>n</i>	Реактор	$6,6 \cdot 10^{19}$ быстрых	—	Решётка	Становится более анизотропным; плотность уменьшается на 3,5%	223
$\text{SiO}_2$ , различные структуры	<i>n</i>	Реактор	$2 \cdot 10^{20}$ быстрых	—	Структура	Все структуры превращаются в стекловидную форму, которая после нагревания рекристаллизуется с образованием кварца	224
Кварцевые осцилляторы	<i>n</i>	Реактор	$10^{19}$	—	Частота и изменение окраски	Частота уменьшается линейно с дозой. Рентгеновские лучи более не окрашивают кристаллов	105
BN и др. соединения бора	<i>n</i>	Реактор	$10^{18}$ тепловых	—	Параметр решётки и линии на рентгенограммах	Параметр решётки изменяется на 1%. С увеличением дозы происходит насыщение этого изменения. Линии расширяются, причём расширение некоторых линий насыщается	171
$\text{B}_4\text{C}$	<i>n</i>	Реактор	$3 \cdot 10^{20}$ тепловых	—	То же	Сжатие по оси <i>c</i> и расширение по оси <i>a</i> . Отражения очень диффузные	216а, б, в, г
Алмаз	<i>p</i>	360 Мэв	—	—	Рентгенограммы	Угол рассеяния увеличивается на $10' - 30'$	93
Алмаз	<i>p</i>	360 Мэв	—	—	То же	Неожиданный слабый максимум при 0,02 радиана	186

NaCl	Рентген. лучи	—	—	$< 550^\circ \text{C}$	Диффузия	Уменьшение скорости	147
KCl	$\gamma$ $n$	$\text{Co}^{60}$ Реактор	—	—	Электропро- водность	Кратковременное $\gamma$ -облучение приводит к уменьшению. Длительное $\gamma$ - или нейтронное облучение приводит к увеличению	160
KCl, NaCl	$p$ $\gamma$	400 Мэв	$10^{14}—10^{17}$	—	То же	При кратковременной бомбардировке уменьшение; при длительной бомбардировке увеличение. Отжиг даёт большое уменьшение с последующим увеличением	{ 169a, б, в 203б
Кварц	$n$	Реактор	$2 \cdot 10^{19}$ быстрых	—	Теплопро- водность	Максимум при $12^\circ \text{K}$ исчезает и теплопроводность более близка к теплопроводности стекла	13
Искусствен- ный сапфир	$n$	Реактор	$5 \cdot 10^{18}$	—	То же	Значительное уменьшение при низких температурах	14
Окислы	$\gamma$ $n$	Реактор	$3,8 \cdot 10^{19}$ быстрых	—	Магнитная восприимчи- вость	Многие окислы становятся менее диамагнитными	140
Кварц	$n$	Реактор	$5 \cdot 10^{19}$ быстрых	—	То же	Не зависит от температуры до облучения. Уменьшается с увеличением температуры после облучения. Дальнейшее облучение уменьшает этот эффект	209б
ZnO	$n$	Реактор	$1,8 \cdot 10^{16}$	—	Поглощение электромаг- нитного излу- чения	Заметные изменения	63
Кварц, алмаз	$n$	Реактор	—	—	Парамагнит- ный резонанс	Найдены линии. В кварце тонкая структура этих линий показывает, что «дымчатая» окраска обусловлена наличием Al	88б

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. Abeles, *Comptes Rendus Acad. Sci.* **237**, 796 (1953).
2. J. Adam, R. A. Dugdale, *Nature*, Lond. **168**, 581 (1951).
3. J. Adam, A. Green, R. A. Dugdale, *Phil. Mag.* (7), **43**, 1216 (1953).
4. E. N. da C. Andrade, a) *Nature*, Lond. **156**, 113 (1945); 6) *Monogr. Ser. Inst. Metals*, No. 13, 133 (1953).
5. A. Andrew, C. R. Davidson, *Phys. Rev.* (2), **89**, 876 (1953).
6. A. Andrew, M. P. Jeppson, R. L. Mather, H. P. Yockey, *Phys. Rev.* (2), **96**, 843, (A) (1954).
7. A. Andrew, M. R. Jeppson, H. P. Yockey, *Phys. Rev.* (2), **86**, 643, (A) (1952).
8. J. J. Antal, R. J. Weiss, G. J. Dienes, *Phys. Rev.* (2), **98**, 1541, (A) (1955).
9. L. R. Aronin, a) U. S. Report AECU-2634 (1953); 6) *J. Appl. Phys.* **25**, 344 (1954).
10. R. S. Barnes, M. J. Makin, *British Report AERE M/R 1626*, 9p, (1955).
11. J. H. Bartlett, G. J. Dienes, *Phys. Rev.* (2), **89**, 848 (1953).
12. M. Becker, H. Y. Fan, K. Lark-Horovitz, *Phys. Rev.* (2), **85**, 730, (A) (1952).
13. R. Berman, *Proc. Roy. Soc. A*, **208**, 90 (1951).
14. R. Berman, E. L. Foster, H. M. Rosenberg, *Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids*, Bristol, 1954 (London: Physical Society), p. 321 (1955).
15. R. Berman, P. G. Klemens, F. E. Simon, T. M. Fry, *Nature*, Lond. **166**, 864 (1950).
16. C. R. Berry, *Phys. Rev.* (2), **93**, 1540, (A) (1955).
17. D. S. Billington, S. Siegel, *Metal Progress* **58**, 847 (1950); см. также U. S. Report AECD-2810.
18. D. Binder, W. J. Sturm, a) *Phys. Rev.* (2), **94**, 760, (A) (1954); 6) *Ibid.* (2), **96**, 1519 (1954).
19. W. P. Binnie, A. M. Liebschutz, a) U. S. Report AECU-2225, 4 (1952); 6) U. S. Report COO-102, 15 (1953); б) U. S. Report COO-104, 41 (1953); r) *Phys. Rev.* (2), **94**, 1410, (A) (1954).
20. F. J. Blatt, *Phys. Rev.* (2), **98**, 245, (A) (1955).
21. F. J. Blatt, M. C. Huse, R. A. Rubenstein, *Phys. Rev.* (2), **93**, 1553, (A) (1955).
22. T. H. Blewitt, R. R. Coltman, a) *Phys. Rev.* (2), **82**, 769, (A) (1951); 6) *Ibid.* (2), **85**, 384 (1952); *Acta Metallurgica* **2**, 549 (1955).
23. D. B. Bowen, R. R. Eggleston, R. H. Kropschot, *J. Appl. Phys.* **23**, 630 (1952).
24. D. B. Bowen, G. W. Rodeback, a) *Phys. Rev.* (2), **92**, 531, (A) (1953); 6) *Acta Metallurgica*, **1**, 649 (1953); см. также U. S. Report NAA-SR-254, 17p.
25. W. H. Brattain, G. L. Pearson, *Phys. Rev.* (2), **80**, 846 (1950).
26. M. A. Bredig, G. E. Klein, B. S. Borie, Jr., *Rev. Sci. Instrum.* **26**, 610 (1955).
27. J. A. Brinkman, a) U. S. Report NAA-SR-198 (1952); 6) *J. Appl. Phys.* **25**, 961 (1954).
28. J. A. Brinkman, C. E. Dixon, C. J. Meechan, a) U. S. Report NAA-SR-249 (1953); 6) *Acta Metallurgica* **2**, 38 (1954).
29. T. Broom, *Advances in Physics* **3**, 26 (1954).
30. W. L. Brown, R. C. Fletcher, *Phys. Rev.* (2), **91**, 237, (A) (1953).



31. W. L. Brown, R. C. Fletcher, S. Machlup, Phys. Rev. (2), **90**, 709 (1953).
32. W. L. Brown, R. C. Fletcher, K. A. Wright, a) Phys. Rev. (2), **92**, 591 (1953); 6) Ibid. (2), **96**, 834, (A) (1954).
33. C. A. Bruch, W. E. McHugh, R. W. Hockenbury, a) U. S. Report KAPL-1095, 54p. (1954); 6) J. Metals **7**, 281 (1955).
34. H. G. van Bueren, Zeit. Metallk. **46**, 272 (1955).
35. V. P. Calkins, a) Nucleonics **12**, 9, 9 (1954); 6) Nuclear Engineering, Part II, Chem. Eng. Progr. Symposium Ser. **50**, 12, 28 (1954).
36. G. W. Callendine, Jr., V. C. Ridolfo, M. L. Pool, Phys. Rev. (2), **86**, 642, (A) (1952).
37. A. Charlesby, N. H. Hancock and H. C. Sansom, a) British Report AERE M/R 1434 (1954); 6) J. Nuclear Energy **1**, 264 (1955).
38. D. L. Chipman, B. E. Warren, G. J. Dienes, J. Appl. Phys. **24**, 1251 (1953); см. также U. S. Report BNL-1479.
39. J. W. Cleland, D. S. Billington, J. H. Crawford, Jr., Phys. Rev. (2), **91**, 238, (A) (1953).
40. J. W. Cleland, J. H. Crawford, Jr., a) Phys. Rev. (2), **93**, 894 (1954); 6) Ibid. (2), **94**, 1410, (A) (1954); б) Ibid. (2), **95**, 1177 (1954); r) Ibid. (2), **99**, 637, (A) (1955).
41. J. W. Cleland, J. H. Crawford, Jr., K. Lark-Horovitz, J. C. Pigg, Phys. Rev. (2), **82**, 763, (A) (1951).
42. J. W. Cleland, J. H. Crawford, Jr., K. Lark-Horovitz, J. C. Pigg, F. W. Young, Jr., a) Phys. Rev. (2), **83**, 312 (1951); 6) Ibid. (2), **84**, 861 (1951).
43. J. W. Cleland, J. H. Crawford, Jr., J. C. Pigg, Phys. Rev. (2), **93**, 1742 (1955).
44. R. R. Coltman, T. H. Blewitt, a) Phys. Rev. (2), **86**, 641, (A) (1952); 6) Ibid. (2), **91**, 235, (A) (1953).
45. L. G. Cook, R. L. Cushing, a) Acta Metallurgica **1**, 539 (1953); 6) Ibid. **1**, 549 (1953).
46. H. G. Cooper, J. S. Koehler, J. W. Marx, a) Phys. Rev. (2), **94**, 496 (1954); 6) Ibid. (2), **97**, 599 (1955).
47. J. H. Crawford, Jr., J. W. Cleland, D. K. Holmes, J. C. Pigg, Phys. Rev. (2), **91**, 243, (A) (1953).
48. J. H. Crawford, Jr., J. W. Cleland, K. Lark-Horovitz, J. C. Pigg, F. W. Young, Jr., Phys. Rev. (2), **85**, 730, (A) (1952).
49. J. H. Crawford, Jr., K. Lark-Horovitz, a) Phys. Rev. (2), **78**, 815 (1950); 6) Ibid. (2), **79**, 889 (1950).
50. W. V. Cummings, Jr., D. C. Kaulitz, M. J. Sanderson, Rev. Sci. Instrum. **26**, 5 (1955).
51. W. D. Cussins, Proc. Phys. Soc. B, **68**, 213 (1955).
52. R. E. Davis, W. E. Johnson, K. Lark-Horovitz, S. Siegel, Phys. Rev. (2), **74**, 1255, (A); см. также U. S. Report AECD-2054.
53. J. M. Denney, a) Phys. Rev. (2), **92**, 531, (A) (1953); 6) U. S. Report NAA-SR-271, 26p. (1954); б) Phys. Rev. (2), **94**, 1417, (A) (1954).
54. H. Dieckamp, Phys. Rev. (2), **93**, 1531, (A) (1955).
55. H. Dieckamp, E. C. Crittenden, Jr., Phys. Rev. **94**, 1418, (A) (1954).
56. G. J. Dienes, a) Phys. Rev. (2), **86**, 228 (1952); 6) Ibid. **87**, 666, (1952); б) Ann. Rev. Nuclear Science **2**, 187 (1953); r) J. Appl. Phys. **24**, 666 (1953); см. также U. S. Report BNL-1340; д) Phys. Rev. (2), **91**, 1283 (1953).
57. G. J. Dienes, D. A. Kleinman, Phys. Rev. (2), **91**, 238, (A) (1953).
58. C. E. Dixon, D. B. Bowen, Phys. Rev. (2), **94**, 1418, (A) (1953).

59. C. E. Dixon, C. J. Meechan, Phys. Rev. (2), **91**, 237, (A) (1953).
60. C. E. Dixon, C. J. Meechan, J. A. Brinkman, Phil. Mag. (7) **44**, 449.
61. R. A. Dugdale, a) Phil. Mag. (7), **43**, 912 (1952); 6) Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol, 1954 (London: Physical Society), p. 246 (1955).
62. R. A. Dugdale, A. Green, Phil. Mag. (7), **45**, 163 (1954).
63. F. Duhamel, M. Freymann, R. Freymann, Comptes Rendus Acad. Sci. **237**, 1684 (1953).
64. D. T. Eggen, M. J. Laubenstein, Phys. Rev. (2), **91**, 238, (A) (1953).
65. R. R. Eggleston, a) J. Appl. Phys. **23**, 1400 (1952); 6) Phys. Rev. (2), **92**, 531, (A) (1953); b) Acta Metallurgica **1**, 679 (1953).
66. R. R. Eggleston, F. E. Bowman, J. Appl. Phys. **24**, 229, (1953).
67. W. C. Ellis, E. S. Greiner, Phys. Rev. (2), **92**, 1061 (1953).
68. H. Y. Fan, Phys. Rev. (2), **85**, 730, (A) (1952).
69. H. Y. Fan, M. Becker, Reading Conference on Semi-conducting Materials (London: Butterworth), p. 132 (1951).
70. H. Y. Fan, K. Lark-Horovitz, Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol, 1954 (London: Physical Society), p. 232 (1955).
71. Fillnow, E. K. Halteman, G. F. Mechlín, Phys. Rev. (2), **91**, 236, (A) (1953).
72. J. Fleeman, a) Phys. Rev. (2), **91**, 237, (A) (1953); 6) Ibid. (2), **94**, 1422, (A) (1954).
73. J. Fleeman, G. J. Dienes, J. Appl. Phys. **26**, 652 (1955).
74. R. C. Fletcher, W. L. Brown, Phys. Rev. (2), **92**, 585 (1953).
75. R. C. Fletcher, W. L. Brown, S. Machlup, Phys. Rev. (2), **91**, 237, (A) (1953).
76. R. C. Fletcher, W. L. Brown, K. A. Wright, Phys. Rev. (2), **96**, 833, (A) (1954).
77. C. D. Florida, F. R. Holt, J. H. Stephen, Nature, Lond. **173**, 397 (1954).
78. J. H. Forster, H. Y. Fan, K. Lark-Horovitz, a) Phys. Rev. (2), **86**, 643, (A) (1952); 6) Ibid. (2), **91**, 229, (A) (1953).
79. D. R. Frankl, Phys. Rev. (2), **92**, 573 (1953).
80. D. R. Frankl, T. A. Read, Phys. Rev. (2), **89**, 663 (1953).
81. J. Frenkel, T. Kontorova, J. Phys. USSR **1**, 137 (1939).
82. E. Fues, H. Stumpf, Zeit. Naturforsch. **10a**, 136 (1955).
83. I. G. Geib, R. E. Grace, a) Phys. Rev. (2), **86**, 643, (A) (1952); исправл. ibid. 638; 6) U. S. Report AECU-2225, 14 (1952).
84. H. L. Glick, F. C. Brooks, W. F. Witzig, W. E. Johnson, Phys. Rev. **87**, 1074 (1952); см. также U. S. Report WAPD-T7.
85. H. L. Glick, W. F. Witzig, Phys. Rev. (2), **91**, 236, (A) (1953).
86. R. B. Gordon, A. S. Nowick, Phys. Rev. (2), **98**, 1540, (A) (1955).
87. B. R. Gossick, a) U. S. Report AECU-2225, 34 (1952); 6) U. S. Report COO-103 (1953).
88. J. H. E. Griffiths, J. Owen, L. M. Ward, a) Nature, Lond. **173**, 439 (1954); 6) Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol, 1954 (London: Physical Society), p. 81 (1955).
89. T. C. Harmon, R. Eidam, I. G. Geib, U. S. Report COO-102, 1 (1953).
90. T. C. Harmon, L. Horvath, I. G. Geib, U. S. Report COO-104, 17 (1953).

91. E. G. Harris, *Phys. Rev.* (2), **93**, 1151, (A) (1955).
92. W. A. Harrison, F. Seitz, *Phys. Rev.* (2), **93**, 1530, (A) (1955).
93. S. Hayes, R. Smoluchowski, *Phys. Rev.* (2), **91**, 244, (A) (1953).
94. J. W. Henderson, H. G. Cooper, J. W. Marx, *Phys. Rev.* (2), **86**, 642, (A) (1952).
95. R. W. Hoffman, N. S. Rasor, *Phys. Rev.* (2), **94**, 1406, (A) (1954).
96. A. N. Holden, F. W. Kunz, U. S. Report AECD-3616, 24p. (1954); цитир. по Nuclear Science Abstracts.
97. H. D. Holland, D. Gottfried, *Acta Cryst.* **8**, 291 (1955).
98. J. R. Huffman, *Nucleonics* **12**, 4, 20 (1954).
99. H. B. Huntington, а) *Phys. Rev.* (2), **61**, 325 (1942); 6) *Ibid.* (2), **91**, 1092 (1953); б) *Ibid.* (2), **93**, 1414 (1954).
100. P. M. Hurley, H. W. Fairburn, а) *J. Appl. Phys.* **23**, 1408 (1952); 6) *Bull. Geol. Soc. Amer.* **64**, 659 (1953).
101. H. M. James, K. Lark-Horovitz, *Zeit. phys. Chem.*, **198**, 107 (1951); см. также U. S. Report TID-5011.
102. R. E. Jamison, T. H. Blewitt, а) *Phys. Rev.* (2), **86**, 641, (A) (1952); 6) *Ibid.* (2), **91**, 237, (A) (1953); б) *Rev. Sci. Instrum.* **24**, 474 (1953).
103. M. R. Jeppson, R. L. Mather, A. Andrew, H. P. Yockey, *J. Appl. Phys.* **26**, 365 (1955).
104. M. R. Jeppson, R. L. Mather, H. P. Yockey, U. S. Report AECD-3631, 30p. (1954).
105. F. B. Johnson, R. S. Pease, *Phil. Mag.* (7), **45**, 631 (1954).
106. R. D. Johnson, A. B. Martin, *J. Appl. Phys.* **23**, 1245 (1952).
107. W. E. Johnson, K. Lark-Horovitz, *Phys. Rev.* (2), **76**, 442 (1949).
108. D. F. Johnston, *J. Nuclear Energy* **1**, 311 (1955).
109. E. R. W. Jones, W. Munro, N. H. Hancock, а) British Report AERE M/R 795 (1951); 6) *J. Nuclear Energy* **1**, 76 (1954).
110. P. Jongenburger, *Phys. Rev.* (2), **90**, 710 (1953).
111. J. W. Kauffman, J. S. Koehler, а) *Phys. Rev.* (2), **88**, 149 (1952); 6) *Ibid.* (2), **97**, 555 (1955).
112. D. T. Keating, а) *Phys. Rev.* (2), **94**, 1429 (A) (1954); 6) *Acta Metallurgica* **2**, 885 (1954); см. также U. S. Report BNL-1848, 9p.; б) *Phys. Rev.* (2), **97**, 832 (1955); в) *Ibid.* (2), **93**, 1859 (1955).
113. P. H. Keesom, K. Lark-Horovitz, N. Pearlman, а) *Phys. Rev.* (2), **89**, 900, (A) (1952); 6) *Science* **116**, 630 (1952); б) U. S. Report COO-102, 8 (1953).
114. E. M. Kelly, а) U. S. Report NAA-SR-261, 15p. (1954); 6) *Acta Metallurgica* **3**, 101 (1955).
115. H. A. Kierstead, *Phys. Rev.* (2), **93**, 245, (A) (1955).
116. G. H. Kinchin, *J. Nuclear Energy* **1**, 124 (1954).
117. G. H. Kinchin, R. S. Pease, а) *J. Nuclear Energy* **1**, 200 (1955); 6) *Rep. Progress Phys.* **18**, 1 (1955).
118. P. G. Klemens, *Proc. Roy. Soc. A* **208**, 108 (1951).
119. E. E. Klontz, а) U. S. Report AECU-2267 or AECU-2664 (1952); 6) U. S. Report COO-102, 28 (1953); б) U. S. Report COO-104, 13 (1953).
120. E. E. Klontz, K. Lark-Horovitz, а) *Phys. Rev.* **82**, 763, (A) (1951); 6) U. S. Report AECU-2225, 56 (1952); б) *Phys. Rev.* (2), **86**, 643, (A) (1952).
121. E. E. Klontz, R. R. Pepper, K. Lark-Horovitz, *Phys. Rev.* (2), **93**, 1535, (A) (1955).

122. J. S. Koehler, a) U. S. Report COO-197 (1953); 6) U. S. Report COO-199 (1954).
123. J. S. Koehler, F. Seitz, a) Zeit. Physik **138**, 238 (1954); 6) Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol, 1954 (London: Physical Society), p. 222 (1955).
124. W. Kohn, Phys. Rev. (2), **94**, 1409, (A) (1954).
125. F. W. Kunz, A. N. Holden, a) Phys. Rev. (2), **94**, 1417, (A) (1954); 6) Acta Metallurgica **2**, 816 (1954); см. также U. S. Report KAPL-1066, 45 p. (1954).
126. K. Lark-Horovitz, a) Reading Conference on Semi-conducting Materials (London: Butterworth), p. 47 (1951); 6) U. S. Report AECU-2225, 1 (1952).
127. K. Lark-Horovitz, M. Becker, R. E. Davis, H. Y. Fan, Phys. Rev. (2), **78**, 334, (A) (1950).
128. K. Lark-Horovitz, E. Bleuler, R. E. Davis, D. Tendam, Phys. Rev. (2), **73**, 1256, (A) (1948).
129. R. Lawrance, A. F. Gibson, J. W. Granville, Proc. Phys. Soc., B, **67**, 625 (1954).
130. D. O. Leiser, a) Materials and Methods **36**, 1, 75 (1952); 6) Ibid., **40**, 2, 110 (1954).
131. W. J. Leivo, Phys. Rev. (2), **91**, 245, (A) (1953).
132. W. J. Leivo, R. Smoluchowski, Phys. Rev. (2), **93**, 1415 (1954).
133. C. Y. Li and A. S. Nowick, Phys. Rev. (2), **98**, 1531, (A) (1955).
134. L.-Y. Lin, B. R. Russell, Phys. Rev. (2), **99**, 657, (A) (1955).
135. H. G. Lipson, E. Burstein, P. L. Smith, Phys. Rev. (2), **98**, 1535, (A) (1955).
136. J. J. Loferski, P. Rappaport, Phys. Rev. (2), **98**, 1861, (1955).
137. W. M. Lomer, British Report AERE T/R 1540, 10 p. (1954).
138. W. M. Lomer, A. H. Cottrell, Phil. Mag. (7), **46**, 711 (1955).
139. J. D. McClelland, U. S. Report NAA-SR-263, 14 p. (1953).
140. J. D. McClelland, J. J. Donoghue, J. Appl. Phys. **24**, 963 (1953).
141. W. R. McDonnell, H. A. Kierstead, a) Phys. Rev. (2), **93**, 247 (1954); исправление см. Ibid. **98**, 1870 (1955).
142. A. W. McReynolds, W. Augustyniak, M. McKeown, D. B. Rosenblatt, a) Phys. Rev. (2), **94**, 1417, (A) (1954); 6) Ibid. (2), **98**, 418 (1955).
143. R. Maddin, A. H. Cottrell, Phil. Mag. (7), **46**, 735 (1955).
144. M. S. Maier, H. R. Nelson, Trans. A. I. M. E. **147**, 39 (1942).
145. M. J. Makin, a) Nature, Lond. **174**, 752 (1954); 6) Nuclear Energy **1**, 181 (1955).
146. J. A. Manintveld, Nature, Lond. **169**, 623 (1952).
147. D. Mapother, Phys. Rev. (2), **89**, 1231 (1953).
148. J. J. Markham, Phys. Rev. (2), **88**, 500 (1952).
149. A. B. Martin, S. B. Austerman, R. R. Eggleston, J. F. McGee, M. Tarpinian, Phys. Rev. (2), **81**, 664, (A) (1951).
150. J. W. Marx, Phys. Rev. (2), **91**, 1564 (1953).
151. J. W. Marx, H. G. Cooper, J. W. Henderson, Phys. Rev. (2), **88**, 106 (1952); см. также U. S. Report AECU-2118, 19 p.
152. J. W. Marx, J. S. Koehler, C. Wert, Phys. Rev. (2), **86**, 643, (A) (1952).
153. S. Mayburg, Phys. Rev. (2), **95**, 38 (1954).
154. C. J. Meechan, G. M. Dieckamp, U. S. Report NAA-SR-1159 (1955).
155. C. J. Meechan, R. R. Eggleston, Acta Metallurgica **2**, 680 (1954).

156. R. A. Meyer, J. Appl. Phys. **25**, 1369 (1954); U. S. Report USNRDL-431, 56 p.
157. L. Mongini, Energia Nucleare, No 8, 209 (1953).
158. G. T. Murray, W. E. Taylor, a) Phys. Rev. (2), **86**, 642, (A) (1952); 6) U. S. Report ORNL-1323 (1953); б) Acta Metallurgica **2**, 52 (1954).
159. F. R. N. Nabarro, a) Report of the Conference on the Strength of Solids, Bristol, 1947 (London: Physical Society), p. 75 (1948); 6) Phys. Rev. (2), **87**, 665 (1952).
160. C. M. Nelson, R. L. Sproull, R. S. Caswell, Phys. Rev. (2), **90**, 364, (A) (1953).
161. M. C. M. O'Brien, M. H. L. Pryce, Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol, 1954 (London: Physical Society), p. 88 (1955).
162. J. J. O'Connor, L. S. Foster, Nuclear Engineering, Part II, Chem Eng. Progr. Symposium Ser., **50**, 12, 59 (1954).
163. F. K. Odencrantz, Phys. Rev. (2), **88**, 166, (A) (1952).
164. K. O. Otley, Glass. Ind. **33**, 24 (1952).
165. A. W. Overhauser, a) Phys. Rev. (2), **92**, 537, (A) (1953); б) Ibid. (2), **90**, 393 (1953); см. также U. S. Report AECU-2358; в) Ibid. (2) **94**, 1551 (1954).
166. J. Ozeroff, U. S. Report AECU-2973 (KAPL-205), 42 p. (1949).
167. N. J. Palladino, U. S. Report WARD-ReS-13, 2p., referred to in Nuclear Science Abstracts (1954).
168. H. R. Paneth, Phys. Rev. (2), **80**, 703, (1950).
169. E. A. Pearlstein, a) Phys. Rev. (2), **91**, 244, (A) (1953); 6) Phys. Rev. (2), **92**, 881 (1953); см. также U. S. Report NYO-3127; в) Phys. Rev. (2), **94**, 1402, (A) (1954).
170. E. A. Pearlstein, H. Ingham, R. Smoluchowski, Phys. Rev. (2), **98**, 1530, (A) (1955).
171. R. S. Pease, Acta Cryst. **7**, 663, (A) (1954).
172. R. Pepper, E. E. Klontz, K. Lark-Horovitz, J. MacKay, Phys. Rev. (2), **94**, 1410, (A) (1954).
173. J. C. Pigg, J. W. Cleland, J. H. Crawford, Jr, K. Lark-Horovitz, Phys. Rev. (2), **82**, 763, (A) (1951).
174. R. A. Pizarro, U. S. Report AECU-2225, 37 (1952).
175. P. L. Pratt, Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol, 1954 (London: Physical Society), p. 402 (1955).
176. W. Primak, a) Phys. Rev. (2), **95**, 837 (1954); 6) Ibid. (2), **98**, 1854 (1955).
177. W. Primak, C. J. Delbecq, P. H. Yuster, Phys. Rev. (2), **98**, 1708 (1955).
178. W. Primak, L. H. Fuchs, P. Day, Phys. Rev. (2), **92**, 1064 (1953).
179. W. Primak, P. H. Yuster, C. J. Delbecq, Phys. Rev. (2), **98**, 237, (A) (1955).
180. K. Przibram, Verfärbung und Lumineszenz (Wien: Springer), 275 p. (1953).
181. B. W. Randolph, a) Phys. Rev. (2), **85**, 710, (A) (1952); 6) U. S. Report COO-102, 24 (1953).
182. P. Rappaport, a) Phys. Rev. (2), **93**, 246 (1954); 6) Ibid. (2), **94**, 1409, (A) (1954).
183. N. S. Rasor, Phys. Rev. (2), **98**, 1555, (A) (1955).
184. J. K. Redman, R. R. Coltman, T. H. Blewitt, Phys. Rev. (2), **91**, 448 (A) (1953).
185. J. T. Richards, Acta Metallurgica **3**, 211 (1955).

186. W. H. Robinson, Y.-Y. Li, R. Smoluchowski, Phys. Rev. (2), **94**, 1435, (A) (1954).
187. G. W. Rodeback, Phys. Rev. (2), **94**, 1046, (A) (1954).
188. D. B. Rosenblatt, R. Smoluchowski, G. L. Dienes, Phys. Rev. (2), **94**, 1417, (A) (1954).
189. A. E. Roswell, A. S. Nowick, J. Metals **5** (Trans. A. J. M. E., **197**), 1259 (1953).
190. J. Rothstein, a) Phys. Rev. (2), **89**, 901, (A) (1953); 6) U. S. Report SCPL-E-1127, AD-25284, 76 p. (1953).
191. J. B. Sampson, H. Hurwitz, Jr., E. F. Clancy, Phys. Rev. (2), **99**, в печати, (A) (1955).
192. E. Schmid, K. Lintner, a) Anzeiger Osterr. Akad. Wiss., Math. Naturwiss. Klasse **91**, 25 (1954); 6) Sitzber. Osterr. Akad. Wiss. (11), **163**, 109 (1954).
193. E. Schulz-Dubois, M. Nisenoff, H. Y. Fan, K. Lark-Horovitz, Phys. Rev. (2), **98**, 1561, (A) (1955).
194. P. Schwed, G. Groetzinger, J. Appl. Phys. **23**, 234 (1952).
195. A. Seeger, Zeit. Naturforsch. **10a**, 251 (1955).
196. F. Seitz, a) Disc. Faraday Soc., No. 5; 271 (1949); 6) Physics Today **5**, 6, 6 (1952); b) Phys. Rev. (2), **98**, 1530, (A) (1955).
197. R. G. Shulman, W. L. Brown, R. C. Fletcher, Phys. Rev. (2), **96**, 833, (A) (1954).
198. S. S. Sidhu, C. O. Henry, Phys. Rev. (2), **80**, 123, (A) (1950).
199. S. Siegel, Phys. Rev. (2), **75**, 1823 (1949).
200. J. C. Slater, J. Appl. Phys. **22**, 237 (1951).
201. J. S. Smart, Jr., A. A. Smith, Jr., A. J. Phillips, Trans. A. I. M. E. **143**, 272 (1941).
202. W. J. Smith, W. J. Leivo, R. Smoluchowski, Phys. Rev. (2), **94**, 1435, (A) (1954).
203. R. Smoluchowski, a) Phys. Rev. (2), **94**, 1409 (A) (1954); 6) Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol, 1954 (London: Physical Society), p. 252 (1955).
204. R. Smoluchowski, E. Pearlstein, H. Ingham, Phys. Rev. (2), **98**, 1530 (A) (1955).
205. R. Smoluchowski, W. J. Leivo, E. A. Pearlstein, W. J. Smith, W. Vaughan, U. S. Report NYO-3126 (1953).
206. W. S. Snyder, J. Neufeld, a) Phys. Rev. (2), **94**, 760, (A) (1954); c) Phys. Rev. (2), **97**, 1636, (1955).
207. R. V. Steele, W. P. Wallace, U. S. Report LRL-145, 21p. (1954).
208. P. G. Stello, U. S. Report NAA-SR-171 (1952).
209. D. K. Stevens, a) U. S. Report ORNL-1599, 37 p. (1954); 6) Phys. Rev. (2), **98**, 1541, (A) (1955).
210. D. K. Stevens, J. W. Cleland, J. H. Crawford, Jr., Phys. Rev. (2), **94**, 1409 (1954).
211. F. Stoeckman, E. E. Klontz, H. Y. Fan, K. Lark-Horovitz, Phys. Rev. (2), **98**, 1535, (A) (1955).
212. C. R. Sutton, D. O. Leiser, a) Nuclear Engineering, Part. II, Chem. Eng. Progr. Symposium Ser., **50**, 12, 208 (1954); 6) Nucleonics **12**, 9, 8, (1954).
213. W. E. Taylor, Phys. Rev. (2), **86**, 642, (A) (1952).
214. W. E. Taylor, N. H. Odell, H. Y. Fan, Phys. Rev. (2), **88**, 867 (1952).
215. C. W. Tucker, Jr., J. B. Sampson, a) Phys. Rev. (2), **94**, 1418, (A) (1954); 6) Acta Metallurgica **2**, 433; см. также U. S. Report KAPL-1037 (1955).

216. C. W. Tucker, Jr., P. Senio, a) *Acta Cryst.* **7**, 456; см. также U. S. Report AECD-3613, 7p.; 6) U. S. Report KAPL-1180, 37p. (1954); в) *Phys. Rev.* (2), **98**, 1541, (A) (1955); r) *Acta Cryst.* **8**, 371 (1955).
  217. J. H. O. Varley, a) *Nature, Lond.* **174**, 886 (1954); 6) *J. Nuclear Energy* **1**, 130; см. также AERE M/R 1508, 12 p. (1954).
  218. W. H. Vaughan, W. J. Leivo, R. Smoluchowsky, *Phys. Rev.* (2), **91**, 245, (A).
  219. B. E. Warren, a) U. S. Reports NYO-767, 4 p. (1951); 6) U. S. Reports NYO-3731, NYO-3732, (1952); в) U. S. Report NYO-3734 (1953); r) U. S. Reports NYO-6508, 6 p., NYO-6511, 5 p. (1954).
  220. S. Weissman and R. Chang, *Phys. Rev.* (2), **99**, 657 (A).
  221. D. R. Westervelt, a) *Acta Metallurgica* **1**, 755 (1953); 6) U. S. Report NAA-SR-888, 26 p. (1954).
  222. W. F. Witzig, a) U. S. Report AECD-3290, WAPD-43 (1951); 6) *Phys. Rev.* (2), **87**, 211, (A) (1952); в) *J. Appl. Phys.* **23**, 1263 (1952).
  223. M. Wittels, *Phys. Rev.* (2), **89**, 656 (1953).
  224. M. Wittels, F. A. Sherrill, *Phys. Rev.* (2), **93**, 1117 (1954).
  225. D. A. Wruck, U. S. Report AD-25100; referred to in *Nuclear Science Abstracts* (1954).
  226. D. Wruck, C. Wert, a) *Phys. Rev.* (2), **94**, 1417, (A) (1954); 6) U. S. Report AECU-2906, 26 p. (1954); в) *Acta Metallurgica* **3**, 115 (1955).
  227. H. P. Yockey, A. Andrew, F. L. Fillmore, L. E. Glasgow, C. d'A. Hunt, J. H. Pepper, *Rev. Sci. Instrum.* **25**, 1011 (1954).
  228. H. P. Yockey, F. L. Fillmore, C. d'A. Hunt, A. Andrew, L. Glasgow, F. R. Weber, Jr., M. R. Jeppson, J. H. Pepper, R. E. Garter, U. S. Report NAA-SR-186 (1952).
  229. E. Schmid, K. Lintner, *Zeit. Metallk.* **46**, 71 (1955).
  230. B. Neumann, E. Schmid, *I. Metals* **9**, 349 (1955).
  231. K. Lintner, E. Schmid, *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften* **28**, 302 (1955).
-