

ПОТЕРИ НА ГИСТЕРЕЗИС В СИЛЬНЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ*

П. С. Сарапкин

В работе¹ приводятся результаты экспериментальных исследований потерь на гистерезис в сильных вращающихся магнитных полях, близких к насыщению и превосходящих его: применяется особый метод наблюдений в виде автоматической записи на фотопленку.

Исследованию подвергались: монокристалл метеоритного железа Богуславка, а также поликристаллические образцы (электролитический никель, железо Армо, сталь 20 и сталь 30ХГСА).

Теория потерь на гистерезис во вращающихся магнитных полях разработана Н. С. Акуловым [1] на основе применения закона магнитной анизотропии к процессам намагничивания во вращающихся полях.

Согласно этой теории, во вращающихся магнитных полях потери должны отсутствовать в полях слабых: $0 < H < \frac{H}{4}$ и в полях сильных:

$H_s < H < H_\infty$, в полях же средней интенсивности: $\frac{H_s}{4} < H < H_s$ — эти

потери должны достигать максимального значения. При этом, под H_s следует понимать поле, равное $\frac{4K}{I_s}$, а I_s — интенсивность спонтанного намагничивания при данной температуре.

Указанные пределы справедливы в случае отсутствия процесса инверсии. В общем случае, когда инверсия имеет место, потери на гистерезис могут быть и в полях $H < \frac{H_s}{4}$, однако общий характер кривой нарастания потерь в слабых полях и убывания в сильных — сохраняется, причем величина максимума зависит от величины коэрцитивной силы.

Отсутствие потерь на гистерезис указывает на обратный характер поведения спина кристалла во вращающихся полях, что в полях слабых является результатом связи спина с кристаллической решеткой, а в полях сильных — с внешним магнитным полем.

Во вращающихся полях средней интенсивности связь спинов с кристаллической решеткой нарушается, но внешнее поле недостаточно сильно, чтобы устранить процесс расщепления спинов между кристаллической решеткой и полем, а также задержать возникновение необратимых перебросов у них в поперечном направлении.

Выводы теории Н. С. Акулова, учитывающей и вращение спина всей области спонтанного намагничивания и процесс поперечной инверсии в ферромагнитном кристалле, находятся в согласии с результатами ряда экспериментальных работ: Бете [2], Вейсса и Планера [3], Перье [4], Вейс-

* Доклад, сделанный на Всесибирской научной конференции физиков и математиков посвященной двадцатилетию Сибирского физико-технического института (16—21 октября 1948 г.)

¹ Помещая данную работу П. С. Сарапкина и отмечая большой методический интерес ее, редакция должна отметить что основной вывод автора относительно потерь на гистерезис в очень сильных полях был взят под сомнение при обсуждении доклада П. С. Сарапкина (17 октября 1948 г.).

са [5], Вейса и Кунца [6], Брайлсфорда [7], Гарлема [8], Баскакова и Брюхатова [9]; исследования Баскакова и Брюхатова с монокристаллом Ni по своей законченности представляют в этом отношении наибольший интерес.

Указанные авторы посредством измерения механических моментов, действующих на никелевый монокристаллический образец, взятый в форме шара, определяли нормальную составляющую (I_n) его намагничивания, а также потери на гистерезис по площадям между кривыми моментов в различных полях, при вращении кристалла в прямом и обратном направлениях. Никелевый шар предварительно намагничивался вдоль оси [110].

Изменения нормальной составляющей I_n и потерь на гистерезис Q_n , представленные на рис. 1, показывают, что исследования Баскакова и Брю-

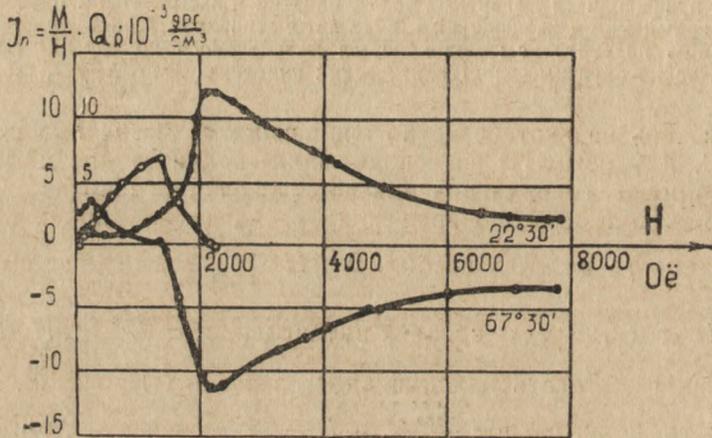


Рис. 1.—Кривая изменений нормальной составляющей и потерь на гистерезис для монокристалла (по исследованиям Баскакова и Брюхатова).

хатова на монокристалле Ni полностью подтверждают теорию Н. С. Акулова о потерях на гистерезис во вращающихся полях. Причем, сведение потерь к нулю соответствует максимуму I_n .

Однако как эти исследования, так и исследования других авторов ограничивались обычно полями не слишком большой интенсивности и проводились по методу визуальных наблюдений механических моментов, действующих на исследуемые образцы, находящиеся во вращающихся полях.

Сущность задачи, поставленной в настоящей работе, заключается в экспериментальном исследовании потерь на гистерезис в сильных вращающихся магнитных полях, близких к насыщению (H_s) и превосходящих его. При этом величины потерь на гистерезис получались автоматически, путем записи на фотопленку кривых изменения вращающихся моментов, действующих на исследуемые образцы при вращении магнитного поля около них в одном направлении на 360° и обратно.

Наблюдения проводились при помощи электромагнита, сконструированного в магнитной лаборатории Красноярского педагогического института под руководством доцента Л. В. Киренского [10]. Электромагнит был изготовлен в электромонтажных мастерских паровозо-вагоноремонтного завода Красноярской железной дороги в 1941 году. Общий вид электромагнита со спецификацией его отдельных частей дается на рис. 2.

Для сообщения электромагниту вращательного движения под его станину подведена железная площадка с приваренной к ней перпендикуляр-

но стальной осью, длиною около 80 см. Ось проходит через кольцевые шарикоподшипники, помещенные в верхней и нижней частях опорной тумбы, на которую поставлен электромагнит.

Измерение механических моментов, действующих в магнитном поле на ферромагнитные образцы, производилось посредством анизометра системы Акулова, с несколько видоизмененным тензомером.

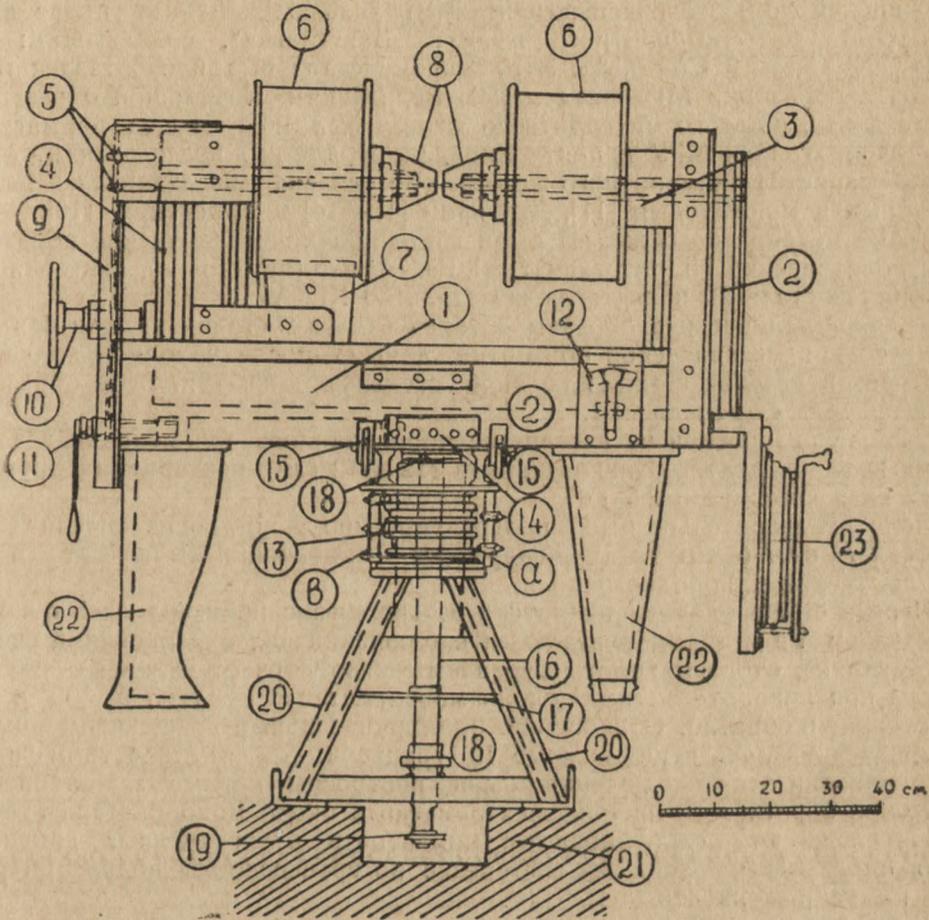


Рис. 2.—Общий вид фасада электромагнита магнитной лаборатории Красноярского педагогического института. 1—станина электромагнита; 2—магнитопровод; 3—неподвижный полюс магнитопровода; 4—подвижный полюс магнитопровода; 5—болты для закрепления подвижного полюса; 6—катушки с обмоткой; 7—подставка под передвигающую катушку; 8—сменные наконечники полюсов 3-х типов: а) конусные с углом скоса в 60° и диаметром узкой части в 2 см, б) то же со скосом в 30° и диаметром узкой части в 4 см, в) то же—квадратные с сечением $12 \times 12 \text{ см}^2$; 9—упорный швеллер, скрепленный со станиной; 10—винт со штурвалом; 11—винтовая тяга с рукояткой; 12—переключатель тока в катушках электромагнита; 13—контактные кольца: а) для питания электромагнита, б) для электропечей; 14—гнезда для присоединения провода; 15—болты для скрепления электромагнита с вращающейся подставкой; 16—ось вращения электромагнита; 17—лимба для отсчета углов поворота электромагнита; 18—шарикоподшипники на оси электромагнита; 19—шкив на оси электромагнита; 20—нож опорной тумбы электромагнита; 21—бетонное основание; 22—стойки станины электромагнита 22—противовес с реостатом.

Регистрация изменений механических моментов, действующих на ферромагнитные образцы, помещаемые во вращающееся магнитное поле, про-

изводилась методом автоматической записи в фотокамерах двух типов: цилиндрической и радиальной.

Фиксирующая изменения механических моментов часть фотокамер вращалась синхронно с электромагнитом при помощи шкивов, соединенных между собой гибкой связью в виде натянутой стальной проволоки. На один оборот электромагнита около его оси затрачивалось, в среднем, около 15 минут.

Основной комплекс экспериментальных наблюдений был проведен с монокристаллом метеоритного железа „Богуславка“, содержащим: Fe—94%, Ni—5,5% и Co—0,5%. Этот монокристалл был предоставлен магнитной лаборатории МГУ академиком Вернадским. Небольшой образец, в форме диска, из этого метеоритного железа был любезно выделен магнитной лабораторией МГУ доценту Киренскому для его исследований. Магнитные свойства метеоритного железа „Богуславка“ исследовались ранее Акуловым и Брюхатовым [11], Дехтяром [12—14] и Киренским [10].

Кроме метеоритного железа были взяты поликристаллические образцы: электролитический Ni (пластинчатый), Fe—Армко (прутковое), листовая углеродистая сталь 20 и листовая же сталь 30 ХГСА.

Поликристаллические образцы брались в двух состояниях: одни без дополнительной механической обработки, другие—после холодной прокатки заготовок в вальцах с той или иной степенью обжатия. Всем образцам была придана форма дисков.

Наблюдения потерь на гистерезис производились при наличии у электромагнита квадратных наконечников ($12 \times 12 \text{ см}^2$), раздвинутых друг от друга на расстояние в 2,5 см.

Поле предварительно было проградуировано и построена кривая зависимости H от I (силы тока). Квадратные наконечники были взяты в целях получения однородного поля.

Первая стадия измерений потерь на гистерезис производилась с монокристаллом Fe методом визуальных наблюдений над отклонениями светового зайчика, отбрасываемого зеркалом анизометра от нулевого деления шкалы при повороте магнита около монокристалла на угол в 360° в одну сторону и обратно. Отклонения, пропорциональные вращающим моментам, фиксировались через каждые 10 градусов поворота электромагнита. На основании этих наблюдений были построены кривые моментов при прямом и обратном вращении электромагнита около монокристалла.

По площадям между кривыми моментов в относительных единицах были определены потери на гистерезис во вращающихся полях при разной их напряженности.

График потерь на гистерезис в зависимости от поля при визуальных наблюдениях дается на рис. 3.

По своему характеру этот график оказывается тождественным с тем, какой был получен Баскаковым и Брюхатовым в их работе. Потери на гистерезис сначала возрастают в полях до $H = 8000 \text{ Оё}$, а затем убывают и, начиная с напряженности порядка $H = 11\text{—}12000 \text{ Оё}$, оказываются равными нулю. Кривая потерь на гистерезис сильно смещена вправо, вследствие большого значения размагничивающего фактора у диска метеоритного Fe (отношение толщины h к диаметру d для него равно 0,5).

Проведенная вслед за визуальными наблюдениями автоматическая запись кривых изменения вращающих моментов в различных магнитных полях однако не подтвердила данные визуальных наблюдений. Потери на гистерезис не исчезали не только при $H = 11000 \text{ Оё}$, но и при полях более сильных ($H = 19000 \text{ Оё}$).

Такой результат автоматической записи потерь на гистерезис, как несовпадающий с теоретическими предпосылками и данными аналогичных

экспериментов других авторов, естественно, был взят под сомнение. Длительное время производилось изучение установки с целью выяснения возможных дефектов в ее работе. Особое внимание было обращено на устранение люфта в связанном вращении электромагнита и записывающей фотокамеры.

В частности, в целях проверки работы аппаратуры и контроля за ней, была предпринята съемка вращающихся моментов в полярных координатах. Эта съемка подтвердила результаты фотозаписей кривых моментов в де-

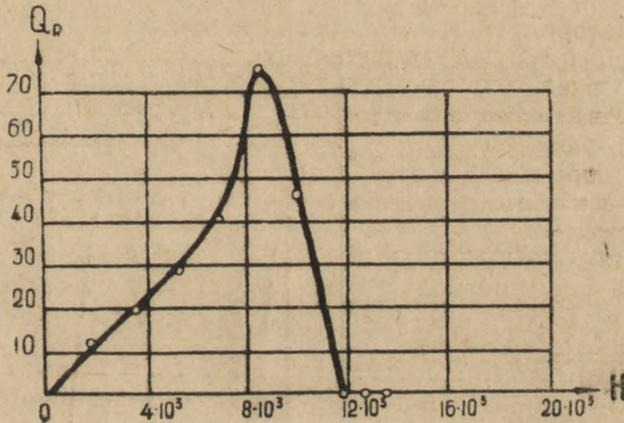


Рис. 3. — Кривая потерь на гистерезис в зависимости от поля при визуальных наблюдениях.

картовых координатах, но уверенности в отсутствии люфта при вращении электромагнита и связанных с ним фотокамер не дала. Лишь объективные данные фотоотметок специальной установки для проверки отсутствия люфта обеспечили эту уверенность.

После того, как вопрос об отсутствии люфта в агрегате приборов для автоматической записи потерь на гистерезис разрешился положительно, была предпринята систематическая фотосъемка кривых моментов в двух системах координат: декартовой и полярной. В результате съемки получено большое количество магнитограмм, которые распределены по сериям, в зависимости от материала образца или от условий фотозаписи.

Анализ фотозаписей в декартовых координатах на магнитограммах для монокристалла метеоритного железа позволяет установить следующие закономерности:

1. По мере увеличения напряженности внешнего магнитного поля (см. рис. 4,5), кривые механических моментов от „синусоид“ с периодом в 2π постепенно переходят к „синусоидам“ с периодом в $\frac{\pi}{2}$.

2. Неравномерный, неустойчивый ход изменения вращающихся моментов в слабых полях обуславливается процессом инверсии. Этот процесс, наряду с процессом вращения, может иметь место в полях, для которых $H < \frac{H_s}{4}$.

3. Последовательно с ростом поля изменяется наклон кривых. Этот наклон связан с отклонением результирующего спина от магнитного поля. С усилением связи спина с внешним полем, наклон кривых для меха-

нических моментов уменьшается и кривые приобретают характер правильных синусоид с периодом $\frac{\pi}{2}$.

4. На всем диапазоне изменений напряженности внешнего магнитного поля (от $H=1000$ Оэ до $H=17000$ Оэ) прослеживается наличие устойчивого и неустойчивого положения вектора I_n (нормальной составляющей) при намагничении и перемагничении монокристалла железа. Перекидывание вектора I_n с одной ветви устойчивого равновесия на другую ветвь устойчивого равновесия фиксируется на фотозаписях в виде расширяющей-

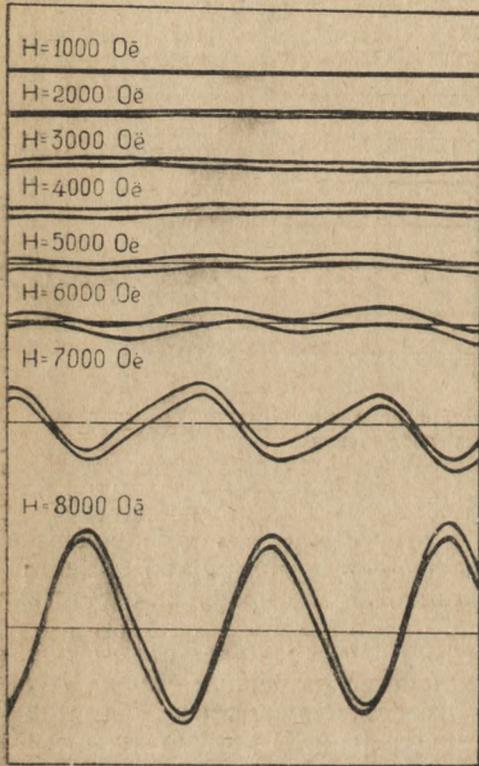


Рис. 4.—Магнитограммы гистерезисных потерь во вращающихся магнитных полях, при полях различной напряженности, $H=1000-8000$ Оэ (декартовы координаты)

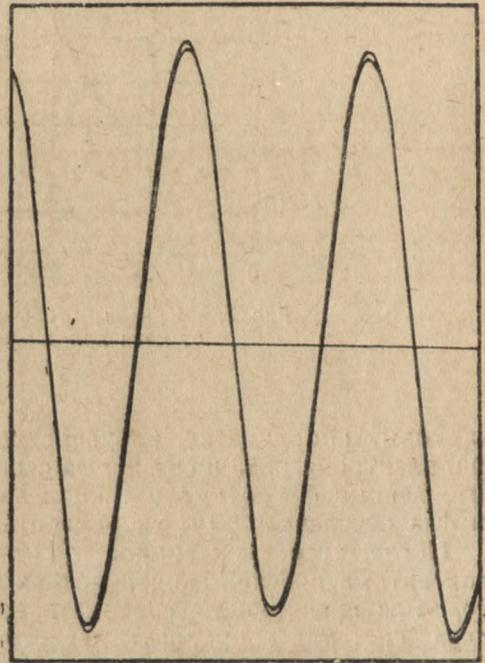


Рис. 5.—Магнитограмма гистерезисных потерь при $H=17000$ Оэ (декартовы координаты).

ся петли у одной ветви кривой (где происходит переброс I_n) по сравнению с ветвями соседними, на которых спин занимает устойчивое положение.

5. По площадям между кривыми моментов, согласно выражению $Q_R = \int M d\psi = H \int I_n d\psi$, были вычислены потери на гистерезис за один цикл Δ при перемагничивании во вращающихся полях. Результаты вычислений показали, что потери на гистерезис во вращающихся магнитных полях в области слабых полей и полей средней интенсивности полностью описываются теорией Н. С. Акулова и подтверждают экспериментальные работы ряда авторов, в частности, исследования А. А. Баскакова и Н. Л. Брюханова; а именно—потери на гистерезис с увеличением напряженности внешнего магнитного поля растут до определенного предела, после чего

начинают снижаться и оказываются минимальными в момент достижения I_n своего максимума (при $H = 11 - 12000$ Оэ).

Вместе с тем, по данным автоматической записи вращающих моментов, получается та особенность, что потери на гистерезис полностью не исчезают в сильных вращающихся магнитных полях, даже если они достигают порядка 17000 Оэ. Этот наблюдаемый факт не является результатом несовершенства работы гибкой связи между электромагнитом и фотокамерами, так как специально сконструированным фотоотметчиком было установлено отсутствие люфта в связанном вращении указанных частей агрегата.

Точно также обнаруживаемый эффект нельзя полностью объяснить возможным влиянием индукционных вихревых токов. Против этого говорит характер фотозаписи механических моментов на магнитограммах (см. пункт 4). При действии одних только токов Фуко кривая механических моментов прямого хода была бы равномерно сдвинута по отношению к кривой обратного хода. Между тем, фотозаписи показывают, что, вплоть до полей с напряженностью $H = 17000$ Оэ, одна ветвь оказывается сплошной, а вторая — раздвоенной, что соответствует при циклическом перемагничивании во вращающихся полях устойчивому и неустойчивому состояниям вектора I_n .

Не отрицая некоторого влияния на фотозаписи механических моментов токов Фуко, все же можно думать, что непрерывно вращающееся магнитное поле действует принципиально иначе, чем поле, вращающееся с остановками (при визуальных наблюдениях), в результате чего потери на гистерезис не обращаются в нуль и при достижении своего максимума.

6. Количественный учет потерь на гистерезис для монокристалла метеоритного железа в полях, превышающих $H = 11000$ Оэ, является затруднительным, вследствие малой раздвоенности тех ветвей „синусод“, которыми характеризуется неустойчивое состояние вектора I_n .

Этот вопрос требует дальнейшего, более уточненного исследования.

7. По величине максимального вращающего момента M , установленно для поля, превышающего поле насыщения, была подсчитана константа магнитной анизотропии K для монокристалла метеоритного железа „Богуславка“. Она оказалась равной: $K = 2,94 \cdot 10^5 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$.

8. Для поликристаллических образцов наблюдается аналогичный характер изменения потерь на гистерезис, а именно: максимальные потери получаются в полях с $H = 1000 - 1500$ Оэ, затем идет снижение потерь; в полях с $H = 2000 - 3000$ Оэ имеет место минимум потерь, полного же исчезновения потерь на гистерезис вращения, несмотря на применение полей, значительно превышающих поля насыщения, не установлено.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность действительному члену Академии Наук БССР, профессору МГУ Н. С. Акулову за предоставление для разработки темы настоящего исследования.

Магнитная лаборатория
Красноярского педагогического
института

ЛИТЕРАТУРА

1. Акулов, Ферромагнетизм, Гостехиздат, 1939.
2. Beette, Phil Mag., 1, 642, 1901.
3. Weiss et Planer, Journ. d. Phys., 7, 5, 1908.
4. Perier, Journ. d. Phys., 9, 785, 1910.
5. Weiss, Journ. d. Phys., 4, 829, 969, 1905.
6. Weiss et Kunz, Journ. d. Phys., 4, 847, 1905.
7. Brailsford, Journ. Inst. El. Eng. (London), 1, 516, 1938.
8. Harlem, Ann. d. Phys., 14, 667, 1932.
9. Брюхатов и Баскаков, ЖЭТФ, 9, 984, 1939.
10. Киренский, Изв. АН СССР, 12, 121, 1949.
11. Акулов и Брюхатов, Метеоритика, 1, 23, 1941.
12. Дехтяр, ЖЭТФ, 8, 1124, 1928.
13. Дехтяр, ЖЭТФ, 9, 43, 1929.
14. Дехтяр и Андрюшин, ЖЭТФ, 10, 1402, 1940.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕНИЯ ВТОРОГО РОДА МЕТОДОМ МАЯТНИКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ*

Д. В. Конвисаров

Методом затухающих маятниковых колебаний исследовалось трение II рода при качении эталонных стальных шариков по плоским образцам из различных материалов.

Предложена новая гипотеза природы момента трения второго рода и начаты опыты по проверке этой гипотезы.

1. Современная промышленность широко использует механизм с высшими парами чистого качения и качения со скольжением. Взаимодействие поверхностей в таких парах неизбежно сопровождается трением второго рода. Эта разновидность внешнего трения реальных твердых тел проявляет себя в самых разнообразных формах. Далеко не одинаково взаимодействуют между собою поверхности основных деталей в шариковых подшипниках и в подшипниках с цилиндрическими или коническими роликами. Нельзя говорить о единой физической картине трения II рода в опорах качения, изготавливаемых из специальной закаленной стали и в фрикционных передачах с чугунными, резиновыми или деревянными катками. Не одни и те же внешние силы действуют на ведущие и ведомые полускатки паровоза. Скольжение поверхностей, почти неизбежно сопутствующее их взаимному перекатыванию, играет далеко не одинаковую роль в поверхностном взаимодействии ведущих зубчатых колес с ведомыми, колес ж. д. транспорта с рельсами или колес автомашин с асфальтовым полотном. С совершенно особыми разновидностями трения II рода и смешанного трения мы сталкиваемся в таких технологических процессах, как прокатка металлов и поверхностная обработка их роликами.

Детальное изучение поверхностных явлений в любом из вышеуказанных случаев приведет к плодотворным результатам только после обстоятельного исследования тех простейших элементарных процессов, из которых складывается физическая картина трения II рода во всей ее практической сложности.

Эти элементарные процессы, однако, до сих пор еще не проанализированы с достаточной полнотой. Мы не только не имеем до настоящего времени единой общепризнанной теории трения второго рода в его простейших проявлениях, но нам неизвестны даже до сих пор какие-либо его достоверные численные показатели.

В научных журналах время от времени публикуются новые теории трения качения, авторы которых, явно избегая „прозы“ заводского или лабораторного эксперимента, предпочитают конкурировать друг с другом в сложности математических методов и окончательных формул.

В технической литературе и в практике эти теории обычно не используются вследствие малой физической обоснованности и феноменальной сложности. Авторы технической литературы обычно ограничиваются крат-

* Доклад, сделанный на Всесибирской научной конференции физиков и математиков, посвященной двадцатилетию Сибирского физико-технического института (16—21 октября 1948 г.)

ким изложением одной или нескольких наиболее известных теорий качения и, за отсутствием достоверных показателей его, приводят таблицы эмпирических, так называемых приведенных, коэффициентов сопротивления в шариковых опорах, в тележках и т. д.

Профессор Белицкий в одной из своих статей [1] указывает, что коэффициент качения для одного и того же случая (стальной цилиндр и стальная полоса) оказывается по данным разных авторов величиной, колеблющейся от 0,55 до 0,0050 *см*.

В „Трудах 1-й Всесоюзной конференции по трению и износу в машинах“ из 80-ти с лишним докладов трению второго рода, как таковому, посвящено всего только три небольших доклада: два—А. С. Ахматова [5] и один—А. Ю. Шилинского [6]. Все три доклада носят характер предварительных сообщений.

В. Д. Кузнецов в IV томе энциклопедической „Физики твердого тела“ [7] из 300 с лишним страниц, посвященных внешнему трению твердых тел, уделяет трению качения не более 4-х, 5-ти страниц.

В трехтомном труде „Основы учения, о трении, износе и смазке машин“ А. К. Зайцева весь материал по трению качения ограничивается только несколькими цитатами и краткими замечаниями на четырех страницах [8].

В нашей книге „Внешнее трение и износ металлов“ [9] глава о трении качения является самой краткой по сравнению с другими.

В трудах предстоящей второй Всесоюзной конференции по трению и износу в машинах по вопросу о трении качения имеется только один доклад В. С. Щедрова, являющийся математическим углублением известной теории Рейнольдса и далекий от каких бы то ни было попыток найти свое обоснование в данных эксперимента или практики [10].

Такая скудность материалов по трению качения объясняется только исключительно малой изученностью вопроса, но никак не малым его практическим значением.

Мы совершенно уверенно можем утверждать, что практическое значение проблемы трения II рода возрастает в промышленности из года в год. В этом, прежде всего, убеждает нас все шире и шире практикуемая в машиностроении замена скользящих опор опорами качения. В большинстве современных конструкций, выпускаемых нашими машиностроительными предприятиями, основная потеря энергии на трение в опорах падает, следовательно, на трение качения, которое и вызывает „питтинговый“ износ опор. Известно какую, колоссальную роль в современных машинах играют эвольвентные зубчатые колеса. В нашем докладе „О скольжении и качении“ [2] приводится диаграмма, показывающая, что перекатывание профилей эвольвентных зубцов имеет далеко не второстепенное значение, как это предполагают до сих пор многие авторы. „Питтинг“ эвольвентных зубцов и есть не что иное, как усталостное разрушение поверхностей, тесно связанное с их работой на трение второго рода. О значении проблемы трения качения для всех видов колесного транспорта не приходится и говорить.

Таким образом, есть все основания рассматривать эту проблему, как одну из актуальнейших для современного машиностроения.

Малая изученность вопроса о трении второго рода заставляет уделить особое внимание его самым простейшим разновидностям и стать в первую очередь на путь их экспериментального исследования.

В качестве первого шага в этом направлении мы сконструировали маятниковый прибор, позволяющий нам наблюдать поверхностное взаимодействие реальных твердых тел при качении в достаточно разнообразных условиях.

Настоящая конференция застала нас на самом первом этапе работы и поэтому мы вынуждены ограничиться пока только предварительным сообщением о полученных нами первых результатах.

2. Метод маятниковых колебаний может быть назван в настоящее время традиционным методом научного исследования поверхностных свойств реальных твердых тел. Еще в 1926 году В. Д. Кузнецов предложил метод затухающих колебаний для изучения поверхностной энергии кристаллов [3]. Им были сконструированы три варианта маятниковых склерометров. Исключительная чувствительность этих приборов и большое принципиальное значение полученных В. Д. Кузнецовым результатов обеспечили методу затухающих колебаний дальнейшее широкое распространение.

П. А. Ребиндер, пользуясь этим же методом, изучал влияние поверхностно-активных веществ на поверхностную прочность твердых тел [3].

В практике заводских лабораторий получил применение для некоторых специальных случаев так называемый маятник Герберта. В отличие от весьма легкого склерометра В. Д. Кузнецова, опорной деталью этого маятника (6÷9 кг) служит не острие, а малый стальной или рубиновый шарик ($d < 1$ мм), образующий на испытываемой поверхности слабо заметную или почти невидимую на глаз вмятину в виде лунки.

Трение второго рода изучалось по методу затухающих колебаний Томлинсоном [4] и А. С. Ахматовым [5].

В работе Томлинсона маятник имел форму диска с подвешенным снизу грузиком. Имея общий вес 0,6 кг, диск опирался на испытываемую поверхность двумя цилиндрическими цапфами ($d = 2,54$ мм).

Свою, в достаточной степени обоснованную молекулярную теорию трения твердых тел Томлинсон распространял на трение обоих родов. Но надо сказать, однако, что эту теорию, более убедительную для трения второго рода, Томлинсон сумел до некоторой степени доказать только в опытах с чистым скольжением. О весьма скромных результатах своей работы с перекатыванием маятника Томлинсон пишет, что они неполностью подтвердили его теоретические предположения и пытается обосновать их ссылками на работы других авторов.

Совершенно особую разновидность метода затухающих колебаний для изучения трения второго рода предложил С. А. Ахматов [5]. Роль маятника в приборе С. А. Ахматова играл стальной шарик ($d = 10$ мм), подвешенный на шелковой нити и перекатывавшийся под действием только собственного веса по наклонной плоскости испытуемого образца. Результаты своих исследований С. А. Ахматов излагает в упомянутых выше двух докладах. В первом докладе обосновывается принятый метод и указываются широкие возможности его использования. Во втором докладе С. А. Ахматов анализирует найденную им зависимость коэффициента трения второго рода от скорости качения шарика и констатирует, что зависимость эта неодинакова для исследованных поверхностей разной шероховатости. Никаких дальнейших работ С. А. Ахматова по этому вопросу за период 1939-48 г. г. нами в литературе не найдено.

Опыт всех указанных выше авторов показал, что метод затухающих маятниковых колебаний является весьма чувствительным и надежным методом изучения поверхностных свойств твердых тел.

Не отказываясь от идеи осуществить в будущем маятник наилегчайшего веса и работающий при наименьшем сопротивлении воздуха, мы остановились в первую очередь на относительно сложной конструкции тяжелого маятника со сменными гирями, общий минимальный вес которого составлял 12,5 кг. При конструировании прибора мы вполне отдавали себе отчет в тех трудностях, которые неизбежно возникнут в процессе работы с ним (переменные скорости взаимодействия рабочих поверхностей

влияние воздушной среды, невозможность осуществления принятых в практике больших угловых скоростей перекатывания и др.). Часть этих трудностей мы надеялись и надеемся преодолеть в процессе освоения работы с прибором. Другие трудности, принципиально присущие самому методу затухающих колебаний, мы устраним, используя в дальнейшем другие методы, более приближающие нас к практическим условиям работы вышших пар в современных механизмах.

3. На рис. 1 показан сконструированный нами и изготовленный в мастерских Уральского политехнического института им. С. М. Кирова маятниковый прибор для исследования простейших разновидностей трения второго рода. Корпус маятника 1 представляет собой незамкнутую прямоугольную раму, несущую на каждой из трех сторон по одному нарезан-

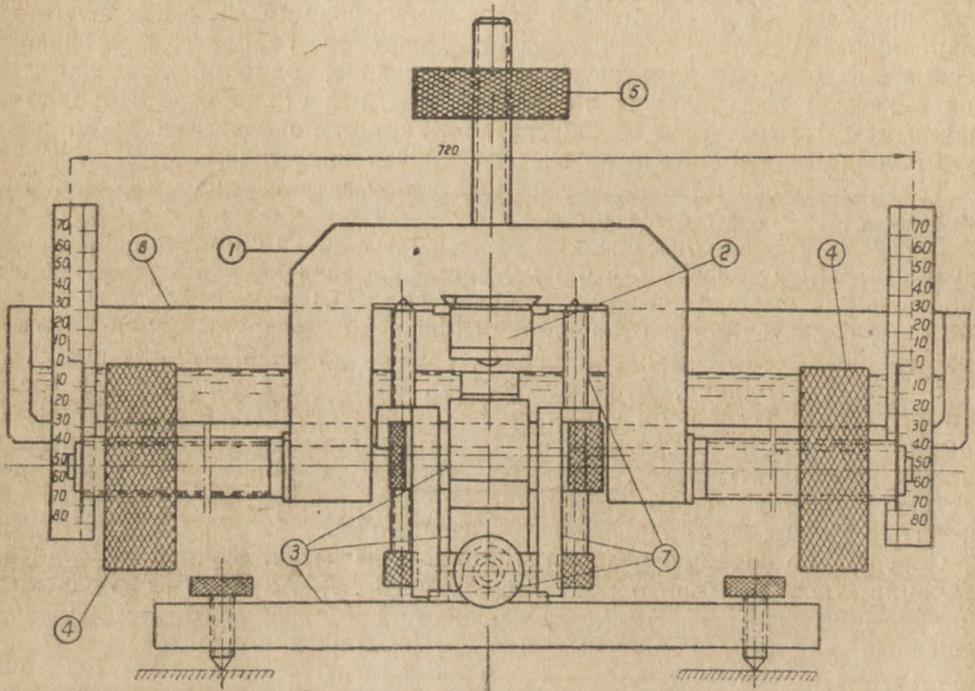


Рис. 1

ному стержню. С внутренней стороны рамы под верхним стержнем сделана прорезь в форме ласточкиного хвоста. В прорези с помощью клина укрепляются сменные захваты 2 для опорных тел, которые должны перекатываться по испытуемой поверхности образца, закрепляемого в массивной стойке 3. С помощью захватов различной конструкции имеется возможность жестко присоединять к маятнику перекатывающиеся тела различной формы. В процессе освоения прибора мы пока применили только два типа захватов:

1) Захват под образцы с цилиндрическими рабочими поверхностями ($r = 5 \div 50$ мм).

2) Захват под пару стальных шариков ($r = 2,5 \div 10$ мм), показанный на рис. 1.

Рабочие поверхности образцов, закрепляемых в стойке 3, мы использовали, в основном, пока только плоские, хотя прибор и не исключает возможности применения других более сложных форм. На боковые наре-

занные стержни с обеих сторон навинчиваются сменные гири 4, позволяющие изменять общую нагрузку и весьма точно обеспечивающие горизонтальное равновесное положение свободного маятника на стойке. Гиря 5, накручиваемая на верхний стержень, регулирует положение центра тяжести маятника относительно оси, проходящей через центры кривизны закрепленных в нем тел качения. Конструкция и размеры маятника в целом позволяют в отдельных случаях, путем перестановки всех гирь, обеспечить самые минимальные угловые скорости его колебаний.

Для отсчета амплитуды колебаний на концах боковых стержней укреплены две стрелки. Массивную стойку прибора образует металлическая

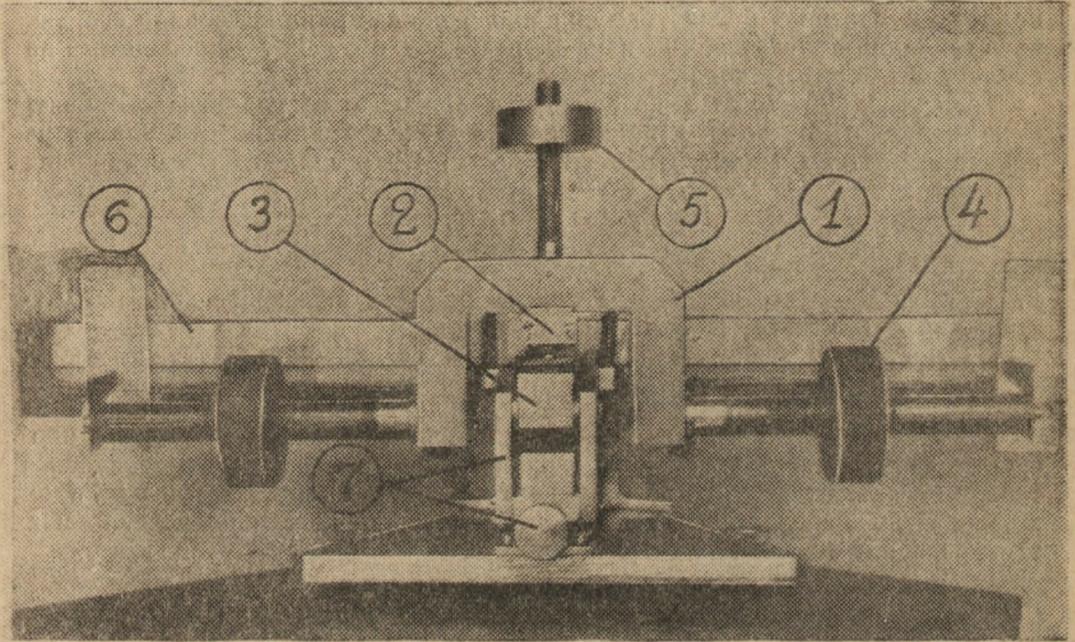


Рис. 1а

Рис. 1 и 1-а—Маятниковый прибор для определения коэффициентов трения II рода

доска с тремя винтовыми ножками, на которой привинчены: столик 3 для образца, опора для водяного уровня 6 и арретирующее устройство 7.

Уровень 6 выполнен в виде длинной стеклянной ванны, по краям которой укреплены две миллиметровых шкалы для отсчета амплитуд колебаний маятника.

Перед началом опытов маятник в опрокинутом виде устанавливается в стороне на двух опорах и в нем закрепляется захват с требуемыми телами качения. На столике 3 закрепляется плоский стеклянный эталон. С помощью трех винтов металлической доски рабочая плоскость эталона приводится в строго горизонтальное положение, контролируемое отдельным небольшим уровнем. Добавлением в стеклянную ванну воды ее уровень по нижнему мениску приводится к одной высоте с плоскостью эталона. На уровне нижнего мениска устанавливаются и нулевые линии подвижных боковых шкал.

Маятник с укрепленным захватом и со всеми требуемыми гирями осторожно, вручную устанавливается на острия винтов арретира и подводится

в положение, при котором исследуемые поверхности почти касаются друг друга. После окончательной выверки арретированного маятника его стрелки точно закрепляются против нулевых делений на боковых шкалах.

Перемещением трех гирь на арретированном маятнике и в процессе нескольких пробных установок маятника на стеклянном эталоне достигается равновесное положение, при котором указательные стрелки освобожденного маятника или устанавливаются неподвижно, или только слегка колеблются против нулевых линий на обоих шкалах.

Последние предварительные операции перед началом опыта заключаются в определении: а) периода колебаний маятника на эталоне и б) положения центра тяжести маятника.

Коэффициент трения второго рода находится по изменению амплитуды колебаний маятника после того или иного числа таких колебаний его, как на стеклянном эталоне, так и на испытуемых образцах, закрепляемых на столике 3 вместо эталона.

Если к концу одного из боковых стержней отрегулированного маятника подвесить на нити небольшой груз G кг, то маятник отклонится на некоторый угол α . Синус этого угла может быть найден из соотношения

$$\sin \alpha = \frac{y_1 + y_2}{L},$$

где:

y_1 и y_2 (мм) — отсчеты наблюдателя на боковых шкалах по стрелкам отклоненного маятника, L (мм) — расстояние между концами стрелок.

Из уравнения равновесия моментов на отклоненном маятнике имеем:

$$Q \rho \sin \alpha = G (l \cos \alpha - r \sin \alpha);$$

Q — общий вес маятника, l — расстояние точки подвеса груза до плоскости симметрии маятника, r — радиус кривизны перекатывающегося тела, ρ — искомое расстояние (мм) центра тяжести маятника до оси, проходящей по центрам кривизны перекатывающейся поверхности. Решая это уравнение относительно ρ , находим

$$\rho = \frac{G (l \cos \alpha - r \sin \alpha)}{Q \sin \alpha} = \frac{G}{Q} (l \operatorname{ctg} \alpha - r).$$

В качестве небольших гирь для отклонения маятника применяются взвешенные обрезки проволоки, согнутые в виде буквы „S“. Подвешивая последовательно гирию за гирей, мы получаем несколько значений угла α и отношения $\frac{G}{Q}$, по которым и вычисляется каждый раз величина ρ

Таблица 1

Определение расстояния от центра тяжести до прямой между центрами 2-х шариков $d = 20,64$ мм у маятника при настройке его на период колебаний $T = 3,8$ сек.
 $Q = 12,52$ кг; $L = 720$ мм; $l = 350$ мм; $r = 10$ мм.

G_2	G/Q	y_1 мм	y_2 мм	$y_1 + y_2$ мм	$\sin \alpha = \frac{y_1 + y_2}{L}$	$\operatorname{ctg} \alpha$	ρ мм	ρ сред. = 14,4 мм
6,100	0,000487	4,0	4,2	8,2	0,01137	89,68	15,27	
19,075	0,001523	13,5	13,5	27,0	0,03750	26,64	14,20	
28,605	0,002290	20,0	20,5	40,5	0,05625	17,75	14,18	
37,965	0,003030	26,5	26,7	53,2	0,07420	13,44	14,25	
44,035	0,003520	31,0	31,0	62,0	0,08610	11,57	14,23	
71,375	0,004110	36,0	36,0	72,0	0,10000	9,95	14,23	
58,245	0,004650	40,7	40,7	81,4	0,11300	8,79	14,28	
54,220	0,005130	44,5	44,7	89,2	0,12380	8,02	14,35	
60,180	0,005610	48,5	48,5	97,0	0,13470	7,36	14,35	

Таблица 2

Определение расстояния от центра тяжести до прямой между центрами 2-х шариков $d = 8,72$ мм у маятника при настройке его на период колебаний $T = 9$ сек.
 $Q = 12,52$ кг, $L = 720$ мм, $l = 350$ мм, $r = 4,36$ мм.

G_2	G/Q	y_1 мм	y_2 мм	$y_1 + y_2$	$\sin \alpha$	$\text{ctg } \alpha$	ρ	$\rho_{\text{сред.}} = 1,76$ мм
3,045	0,000248	17,5	17,5	35,0	0,0487	20,51	1,708	
5,600	0,000446	32,0	31,7	63,7	0,0872	11,42	1,783	
7,825	0,000623	44,5	44,0	88,5	0,1229	8,07	1,763	
9,825	0,000782	55,0	54,5	10,95	0,1520	6,50	1,780	

В табл. 1 и 2 даны два численных примера подобных вычислений, относящихся к двум, достаточно далеким друг от друга положениям центра тяжести маятника. Таблицы показывают полную удовлетворительность принятой методики и достаточную достоверность средних значений ρ , используемых при последующих расчетах.

Для определения коэффициента трения второго рода свободно стоящий на испытуемой поверхности маятник осторожно отклоняется при помощи нити до какого-нибудь заданного показания величины y_1 и затем наблюдаются последующие амплитуды колебаний.

Запас потенциальной энергии отклоненного маятника:

$$A_1 = QH = Q\rho(1 - \cos \alpha_1) \text{ кг мм.}$$

H — высота подъема центра тяжести,
 α_1 — первоначальный угол отклонения.

После некоторого числа n полных колебаний потенциальная энергия маятника падает до значения:

$$A_2 = Q\rho(1 - \cos \alpha_2) \text{ кг мм.}$$

Разность потенциальных энергий

$$A_1 - A_2 = Q\rho(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \text{ кг мм}$$

оказывается, в основном, поглощенной трением второго рода взаимно перекатывающихся поверхностей и, в некоторой небольшой части, сопротивлением воздуха.

При определенных условиях проведения опыта сопротивлением воздуха можно пренебречь.

Для небольшого числа n колебаний можно считать, что затухание амплитуды идет по прямолинейному закону. При этих условиях работа момента трения второго рода M может быть выражена как:

$$M \Sigma \alpha = Qk \cdot 4n \alpha_{\text{ср}} \text{ кг мм.}$$

В данном выражении: k мм — искомое плечо опорной реакции Q , принимаемое за коэффициент трения второго рода, $\alpha_{\text{ср}}$ — среднее значение угла отклонений маятника от равновесного положения за наблюдаемый период.

Приравнивая работу момента трения второго рода потерянной потенциальной энергии маятника, находим величину коэффициента трения второго рода:

$$k = \frac{Q\rho(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1)}{4Qn\alpha_{\text{ср}}} = \frac{\rho(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1)}{4n\alpha_{\text{ср}}} \text{ мм.}$$

5. Первый этап экспериментальной работы был построен на принципе существования контрольных эталонов.

Эталонными перекатывающимися телами были приняты, по вполне понятным соображениям, шарики от подшипников качения, а в качестве эталонной плоскости—зеркальное стекло.

Первые пробные опыты и были проведены с этими эталонами. В захвате маятника были укреплены два шарика диаметром $d=14,99$ мм. Поверхности шариков и стекла промывались для обезжиривания четыреххлористым углеродом.

Затухающие колебания наблюдались при пяти различных настройках маятника, соответствующих пяти различным положениям его центра тяжести и пяти периодам колебаний T сек.

На рис. 2а показаны полученные в результате длительных наблюдений кривые затухающих колебаний, а на рис. 2б—результаты вычислений

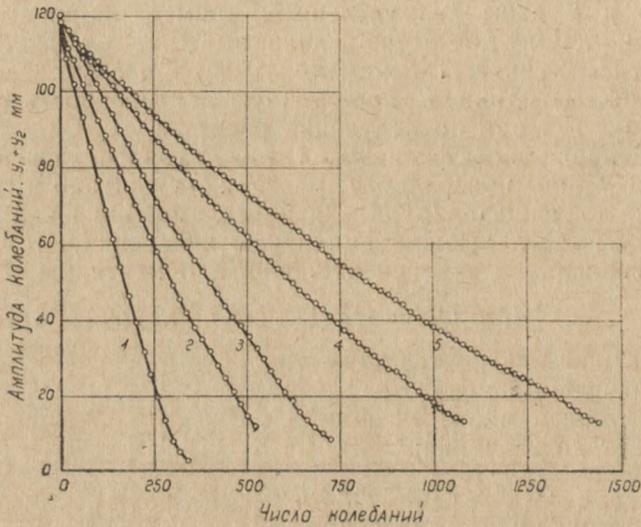


Рис. 2а — Затухающие колебания маятника на 2-х шариках с $d=14,99$ мм по стеклу, $Q=13,43$ кг. 1) $\rho=2,3$ мм, $T=8,9$ сек, 2) $\rho=3,4$ мм, $T=7,1$ сек. 3) $\rho=5,0$ мм, $T=5,3$ сек, 4) $\rho=8,1$ мм, $T=4,15$ сек. 5) $\rho=11,2$ мм, $T=3,04$ сек

коэффициента трения второго рода k мм при различных средних значениях угла α .

Пример вычислений для одного из опытов дан в табл. 3.

Таблица 3

Вычисление коэффициентов трения II рода k мм при перекатывании маятника на 2-х стальных шариках $d=14,99$ мм по плоскости зеркального стекла (рис. 2, кривая 1).

$Q=13,43$ кг, $T=8,9$ сек, $\rho=2,3$ мм, $n=320$ колебаний, $L=715$ мм

$y_1 + y_2$	$\sin \alpha$	$\cos \alpha$	n колебаний	$\frac{\cos \alpha_n - \cos \alpha_{n-1}}$	аср. рад	4 п.аср.	$\rho (\frac{\cos \alpha_n - \cos \alpha_{n-1}}{\cos \alpha_{n-1}})$	k мм	оср. сек ⁻¹
120	0,1679	0,985801							
85,5	0,1195	0,992833	80	0,007032	0,1437	45,95	0,000351	0,000351	0,064
54,0	0,755	0,997145	80	0,004312	0,0975	31,20	0,000309	0,000309	0,044
26,0	0,0364	0,999337	80	0,002192	0,0559	17,90	0,000280	0,000280	0,025
5,8	0,081	0,999967	80	0,000630	0,0222	7,12	0,000202	0,000202	0,010

Коэффициент трения качения стальных шариков по стеклу не обнаружил себя в каждом из опытов по отдельности постоянной величиной. Наиболее резкое убывание его наблюдалось в начале каждого опыта при больших амплитудах колебания ($\pm 9^{\circ}40'$) и в самом конце его при весьма малых углах отклонения ($\pm 2^{\circ}4'$).

Сначала было предположено, что изменение величины k в течение одного опыта связано с изменением механических свойств поверхностей по мере повторения числа их взаимных перекатываний одними и теми же площадками. Однако последующие опыты с перекатыванием шариков при

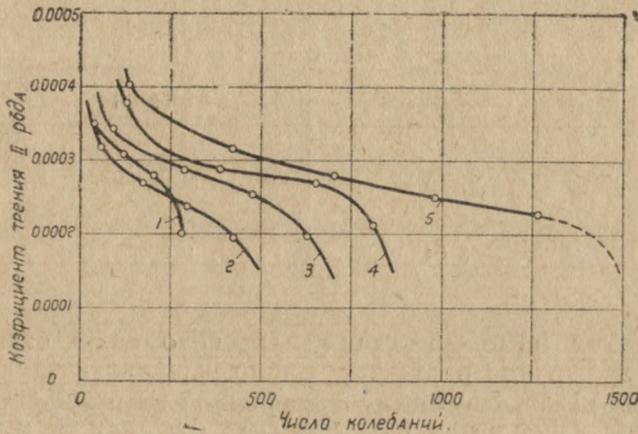


Рис. 26 — Коэффициенты трения второго рода стальных шариков по стеклу, полученные при условиях, указанных на рис. 2а

различных первоначальных амплитудах не подтвердили этого предположения. Разница в значениях k при различных амплитудах сохранялась независимо от того, наблюдалась ли данная амплитуда в самом начале опыта, или в какой-либо средний момент его после множества предшествующих повторных колебаний. Второе предположение о том, что изменения k зависят исключительно от изменений угловой скорости перекатывания, не могло быть проверено в первых предварительных опытах; в них мы имели дело не только с переменными скоростями перекатывания тел, но и с переменным сопротивлением воздуха, зависевшим и от угловых скоростей маятника, и от расположения балансирных гирь.

Оставив временно в стороне вопрос о причинах изменения величины k , мы остановились на методе ее подсчета только по средним участкам полученных кривых рис. 26, когда закон изменения ее наиболее приближался к прямолинейному. Подсчитанные таким образом k (табл. 4) оказались весьма близкими друг к другу, т. е. мало зависящими от условий каждого из проведенных пяти опытов.

Среднее значение коэффициента трения второго рода k для пары стальной шарик ($d \approx 15$ мм) — стекло под нагрузкой 13,5 кг, равно 0,00027 мм, мы оцениваем как наш первый успешный результат, не известный до сих пор в литературе. Он показал целесообразность дальнейшего развития работы в том же направлении.

Желая все же получить хотя бы самое приблизительное представление о возможном влиянии воздуха на показания маятника, мы произвели специальный контрольный опыт. Маятник на двух шариках диаметром $d = 20$ мм перекатывался по стеклу при одном и том же периоде коле-

Таблица 4

Средние коэффициенты трения II рода при перекачивании маятника на 2-х стальных шариках $d = 14,99$ мм по плоскости зеркального стекла (толщиной 8 мм)
 $Q = 12,43$ кг, $(y_1 + y_2)_{max} = 120$ мм

Периоды колебаний (сек)	Коэффициенты трения II рода (мм)
8,90	0,00029
7,10	0,00025
5,30	0,00026
4,15	0,00029
3,04	0,00028

баний $T = 3,8$ сек, но при различных расположениях балансирных гирь, а, следовательно, и при различных сопротивлениях воздуха (постоянство периода T достигалось путем изменения высоты расположения шариков в захвате). При наибольшем удалении гирь от прямой между центрами шариков прибор показал коэффициент трения II рода $k = 0,000344$ мм. При наибольшем же приближении их к указанной прямой величина k упала до значения 0,000305 мм, но при среднем расположении гирь оказалась равной 0,000291 мм.

Это наблюдение показало, что если изменяющееся сопротивление воздуха и влияет заметно на результаты опытов, то только лишь при наибольшем удалении балансирных гирь от прямой между центрами шариков и только на второй знак величины k , которая до сих пор, как правило, неизвестна не только по первому знаку, но и даже по своему порядку.

Чтобы по возможности устранить влияние воздуха, мы остановились на методе кратковременных испытаний ($n = 100$ колебаний) при максимальных значениях первоначальной амплитуды, не превышающих $\pm 7^\circ$ и при самых малых угловых скоростях маятника ($T = 9$ сек).

6. Но еще прежде, чем была окончательно установлена методика дальнейшей работы, был произведен ряд пробных наблюдений перекачивания стальных цилиндров эталонных шариков по поверхностям образцов, изготовленных из различных материалов.

Так, например, в одном из первых опытов наблюдалось перекачивание цилиндрических образцов из термически необработанной углеродистой стали средней твердости. Перекачиваемыми телами служили цилиндрические сегменты радиуса 10, 15 и 25 мм, а также цилиндры радиуса 5 мм. Все эти образцы перекачивались вдоль по образующим 2-х цилиндрических поверхностей радиусом 20 мм из той же самой стали. Полученная в этом опыте диаграмма (рис. 3) показывает резкое падение коэффициента трения второго рода при возрастании радиуса кривизны перекачиваемых цилиндров.

На рис. 4 показаны результаты опытов с эталонными шариками диаметром 20 мм, перекачиваемыми по зеркально отполированным плоскостям образцов из мягкой стали, никеля, меди и алюминия. В этих наблюдениях мы уже отправлялись от контрольного опыта со стеклом.

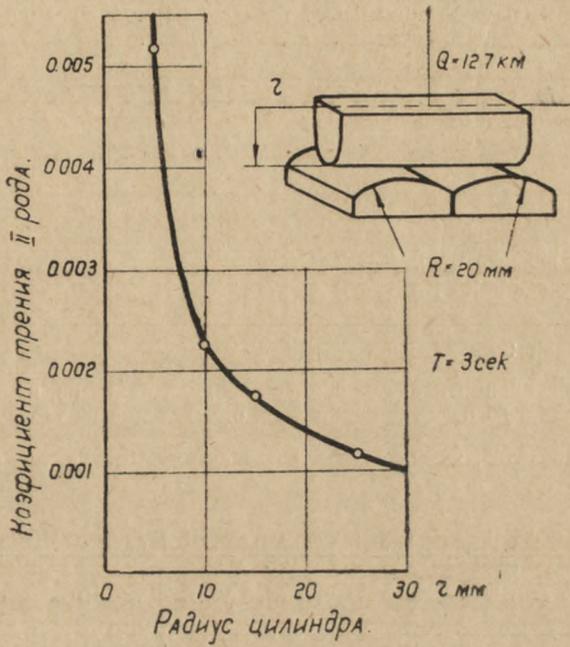


Рис. 3 — Зависимость коэффициента трения II рода от радиуса цилиндра из мягкой стали

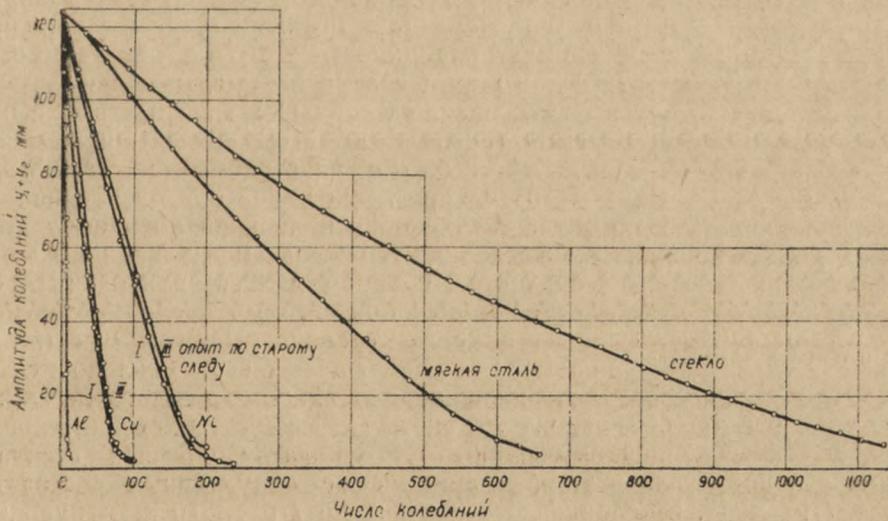


Рис. 4 — Затухающие колебания маятника на 2-х шариках $d = 20 \text{ мм}$ на плоских образцах

Результаты вычислений даны в табл. 5.

Таблица 5

Средние коэффициенты трения II рода при перекаtywании маятника на 2-х стальных шариках $d = 20$ мм по плоским образцам
 $Q = 12,5$ кг, $T = 4,4$ сек.

Материал	Коэффициент трения II рода	
	k_1 мм	k_3 мм
стекло	0,00036	—
мягкая сталь	0,00086	—
никель	0,00250	0,00250
красная медь	0,00500	0,00570
алюминий	—	0,02600

Примечания:

- 1) Период колебаний при испытании всех образцов почти не изменялся.
- 2) k_1 — определение из первого опыта, k_3 — определение из третьего опыта по старому следу.
- 3) На всех образцах, кроме стекла, остались видимые на глаз следы перекаtywания шариков в форме желобков.

При опытах с вышеуказанными мягкими металлами эталонные шарики, перекаtywаясь под нагрузкой 12,5 кг, оставляли на отполированных плоскостях ясно видимые следы в виде узких желобков. В этих случаях наблюдались, следовательно, процессы трения II рода, сопровождающиеся ясно выраженными поверхностными пластическими деформациями. Указанная на рис. 5 связь между найденными коэффициентами трения второго рода и твердостями испытанных плиток по Виккерсу, нам представляется, в данном случае, вполне естественной. Можно говорить об известной аналогии между процессом перекаtywания шарика по плоскому образцу и статическим вдавливанием в поверхность этого же образца постоянного тела в виде пирамиды Виккерса.

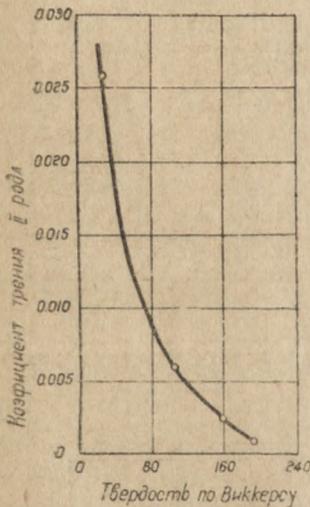


Рис. 5 — К опыту с плоскими образцами из разных металлов

Обращает на себя внимание в этих же опытах (а также и во всех последующих аналогичных опытах с пластичными металлами) то обстоятельство, что новое повторение полного цикла затухающих колебаний по одному и тому же желобку, оставляемому шариком на поверхности, сопровождалось неизменным или даже немного повышенным средним значением коэффициента трения второго рода (резкое падение его наблюдалось всегда только в самый начальный период каждого первого опыта).

На рис. 6 и в табл. 6, наконец, показаны результаты сравнительного определения коэффициентов трения второго рода на образцах стекла и инструментальной стали в трех различных ее структурных состояниях (сырая — $H_V = 249$, закаленная без отпуска до $H_V = 870$ и отпущенная после закалки до $H_V = 613$).

Неоднократные опыты, проведенные с этими образцами в различных условиях, обнаружили, что наименьшим коэффициентом трения II рода обладает в этой группе материалов сталь отпущенная.

Таблица 6

Средние коэффициенты трения II рода при перекатывании маятника на 2-х стальных шариках $d = 20$ мм по плоским образцам

$$Q = 12,5 \text{ кг}, T = 9 \text{ сек.}$$

Материал		Твердость по Виккерсу	Коэффициент трения II рода
Стекло		—	0,000296
Инструментальная сталь	Закаленная	870	0,000144
	Закаленная и отпущенная	613	0,000079
	Термически необработанная	249	0,001470

У стали, закаленной без отпуска, величина k является уже повышенной, но все же меньшей, чем у стекла.

7. Подводя итоги всех своих предварительных наблюдений и сопоставляя полученные результаты с данными литературы, мы пришли к выводу о необходимости самого детального изучения влияния на процесс трения второго рода радиусов кривизны перекатывающихся тел. Основанием для такого вывода нам послужили ниже следующие теоретические соображения.

В настоящее время можно указать три основные гипотезы о происхождении трения второго рода [9]. Широко известная в литературе гипотеза Рейнольдса основывается на предположении о неизбежности проскальзывания друг по другу двух взаимно перекатывающихся поверхностей реальных упругих тел. На трение первого рода между их упруго проскальзывающими малыми площадками и расходуется, согласно этой гипотезе, работа внешних сил, приложенных к перекатываемому телу. Теория Рейнольдса, следовательно, отрицает самое понятие трения второго рода, как самостоятельной, особой разновидности внешнего трения твердых тел. Гипотеза эта имеет один весьма существенный пробел, не указанный до сих пор никем в литературе. Она игнорирует то обстоятельство, что каждое тело перекатывается по другому не под действием какой-либо внешней силы, а под действием момента ее, опрокидывающего это тело вокруг той или иной точки его опоры [9]. Всегда практически осуществимое равномерное качение требует равновесия всех моментов, приложенных к перекатываемому телу. Согласно известным уравнени-

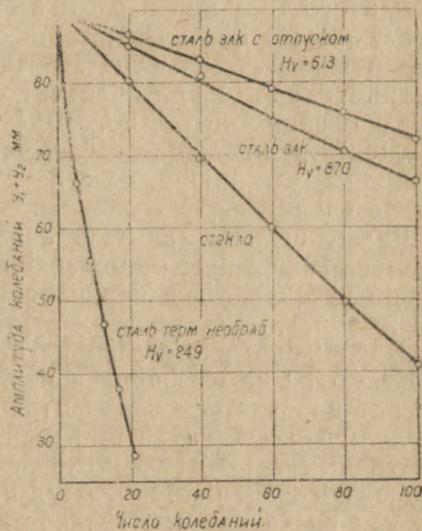


Рис. 6 — Затухающие колебания маятника на 2-х стальных шариках $d = 20$ мм на плоских образцах

ям Гертца, малые площадки соприкасания обычных реальных тел в паре чистого качения не обладают особо резкой кривизной и часто рассматриваются как плоскости. Суммирование тангенциальных сил скользящего трения на таких почти плоских площадках дает в итоге одну только тангенциальную силу скользящего трения, но никогда не дает того реального по величине момента, который мог бы воспрепятствовать опрокидыванию тела вокруг какой-либо его контактной точки. Моменты внешних сил, перекатывающих одно тело по другому, остаются, следовательно, неуравновешенными, и тело должно обязательно перекатываться с угловым ускорением. Гипотеза Рейнольдса приводит, таким образом, к абсурдному предположению о невозможности равномерного качения тел.

Приведение работы рейнольдсовских сил скользящего трения при качении к работе момента, опрокидывающего тело, является, следовательно, лишь условной математической операцией, лишенной физического смысла.

Следует заметить, что в аналогичную ошибку впадает и Томлинсон, когда говорит о силе (а не о моменте) трения второго рода и о его отвлеченном коэффициенте. Ошибка эта тем более удивительна, что сам Томлинсон выдвигает второе, весьма остроумное возражение против гипотезы Рейнольдса. По этой гипотезе, пишет Томлинсон, два цилиндра с одинаковыми свойствами и размерами не должны испытывать никакого сопротивления взаимному перекатыванию, что также, очевидно, является абсурдом.

Гипотезу Рейнольдса исправляет с теоретической стороны другая, близкая в ней, гипотеза скольжений, согласно которой работа внешних моментов, приложенных к перекатываемому телу, поглощается скольжением этого тела по боковым стенкам упругих или остаточных желобков, образующихся при вдавлении одного тела в другое [7]. Из такой гипотезы можно вывести существование момента трения второго рода, но сама гипотеза явно противоречит опыту. Все известные нам наблюдения, а также и наши опыты, показывают, что сопротивление перекатыванию по плоскости у цилиндров выше, чем у шаров. Согласно же этой гипотезе, цилиндры одной ширины с плоскостями, не должны совсем сопротивляться своему перекатыванию.

Далее, по этой гипотезе коэффициент трения второго рода стального закаленного шарика по поверхности пластичного металла должен обязательно увеличиваться при поворотном перекатывании по мере углубления желобков. Как показывает табл. 5 и ряд других наших наблюдений, это увеличение или совсем не имеет места или весьма незначительно.

Несмотря на всю противоречивость обеих вышеуказанных гипотез, у нас нет никаких оснований отрицать самый факт возникновения обоих видов проскальзывания при взаимном перекатывании реальных упругих и пластичных тел. Мы не можем согласиться только с той первостепенной ролью, которая приписывается проскальзыванию. Если бы работа внешних сил расходовалась только на скользящее трение исчезающе малых площадок, то коэффициент трения второго рода был бы, по нашему мнению, еще более малой величиной по сравнению с его наблюдаемыми величинами. Его зависимость от радиуса кривизны шара, перекатывающегося по плоскости, характеризовалась бы, по нашему предположению, кривой 1, показанной на рис. 7.

При уменьшении радиуса кривизны до весьма малых значений коэффициент k должен был бы увеличиваться за счет скольжения тела по стенкам выдавленного им на плоскости достаточно глубокого желобка. При возрастании радиуса шара начинали бы все более и более ощутительно сказываться, по Рейнольдсу, силы упругого скольжения возрастающих поверхностей.

Вторая теория трения второго рода, математически обоснованная в работе А. Ю. Шлинского, исходит из представления о несовершенной упругости реальных твердых тел. У таких тел одной и той же деформации соответствуют при возрастании и убывании деформирующей силы различные напряжения. Распределение удельных давлений на площадке контакта несовершенно упругого катящегося тела с опорой имеет несимметричный характер. На передних нагружаемых участках удельные давления оказываются большими по сравнению с таковыми же давлениями на задних разгружаемых участках. Теория эта прямо приводит нас к доказательству существования особого момента трения второго рода, как произведения равнодействующей нормальной реакции на расстояние от линии ее действия до середины контактной площадки (плечо трения II рода k мм). Петля упругого гистерезиса на диаграмме „напряжение — деформация“, как известно, растет по мере увеличения среднего напряже-

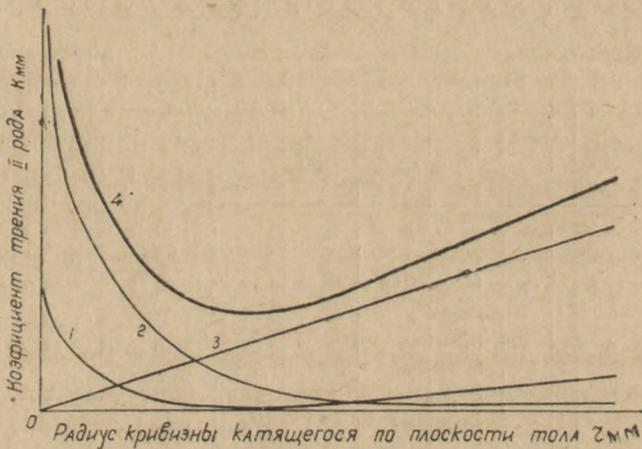


Рис. 7 — Теоретически предполагаемые зависимости k мм от r мм, согласно различным теориям трения II рода, 1 — по теории скольжений, 2 — по теории несовершенной упругости, 3 — по молекулярной теории, 4 — по теории суммарного действия сил

ния и за пределом текучести переходит в широкую петлю, ограниченную снизу абсциссой остаточной деформации. Кроме того, известно, что весьма благоприятным условием возникновения этой петли до предела текучести является неоднородность напряженного состояния. На основании сказанного можно легко заключить, что, согласно рассматриваемой теории, коэффициент трения второго рода в зависимости от радиуса кривизны катящегося тела (под постоянной нагрузкой) должен изменяться по кривой, спадающей вниз по мере увеличения радиуса r (рис. 7, кривая 2). При достаточно большом значении r кривая эта асимптотически должна подойти почти вплотную к оси абсцисс.

Рассмотрим, наконец, какова должна быть зависимость k от радиуса кривизны, согласно третьей общей теории внешнего трения — теории молекулярных сил притяжения и отталкивания.

Наиболее логичное и обоснованное выражение теория эта получила в работах Б. В. Дерягина [11]. Предложенный им многоугольник равновесия внешних сил и сил межмолекулярного взаимодействия может быть признан достаточно достоверным и в приложении к процессам трения второго трения. И из этого многоугольника, и из окончательной форму-

лы Б. В. Дерягина следует, что суммарная сила взаимного притяжения молекул определяется не удельным давлением между телами, а истинной площадкой соприкосновения тел и удельной силой междумолекулярного притяжения. Опыты Бодена и И. В. Крагельского [9] показали, что площадка контакта криволинейных тел, рассчитанная по Гертцу, весьма близка к площадке истинного контакта.

Если бы сопротивление качению определялось только поверхностными молекулярными силами, то коэффициент трения второго рода в зависимости от радиуса кривизны r катящегося тела должен был бы возрастать по мере увеличения радиуса, т. к. при одной и той же сжимающей силе контактная площадка увеличивалась бы (кривая 3 на рис. 7). Поскольку все кратко охарактеризованные выше теории имеют под собою достаточную теоретическую и экспериментальную почву, мы вынуждены рассматривать трение второго рода как результат одновременного действия на контактной площадке трех групп сил различного происхождения.

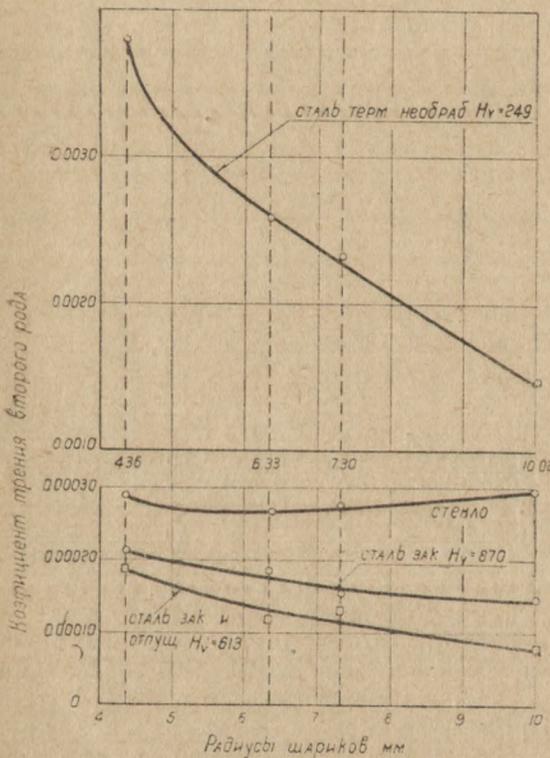


Рис. 8 — Зависимость коэффициента трения II рода стальных шариков по плоским образцам от величины радиуса шарика

биндера, повышать коэффициент трения второго рода в левой ветви кривой, и понижать его, согласно данным Гарди, Б. В. Дерягина и других, в правой ветви.

8. Экспериментальная проверка предполагаемой нами зависимости суммарного коэффициента трения второго рода от радиуса кривизны катящегося по плоскости тела и влияния на эту зависимость скоростей пере-

Момент трения второго рода, следовательно, должен представлять собой сумму трех моментов, а коэффициент трения второго рода сумму трех коэффициентов, различно реагирующих на изменение радиуса кривизны катящегося тела. Как показывает диаграмма рис. 7, такой суммарный коэффициент трения второго рода должен иметь зависимость от радиуса кривизны, выражающуюся кривой 4, проходящей через некоторый минимум. Такое представление о коэффициенте трения второго рода, как о сумме трех коэффициентов различного происхождения, дает основание и для целого ряда дальнейших предложений. Например, влияние скорости перекатывания должно более сильно сказываться на левой ветви кривой 4, зависящей, в основном, от пластических процессов на поверхностях или под поверхностями взаимно перекатывающихся тел.

Наличие поверхностно активных смазывающих веществ должно, по теории П. А. Ре-

катывания и смазки—все это составляет в настоящее время задачу нашей дальнейшей работы с маятником.

К настоящей конференции мы успели пока проделать в этом направлении только первые шаги.

На рис. 8 показаны найденные нами в первых опытах зависимости коэффициентов трения второго рода от радиусов кривизны эталонных шариков, перекатывавшихся по плоским образцам стекла и инструментальной стали в указанных ранее ее трех структурных состояниях.

Из этих кривых следует, что полное представление о предполагаемой нами зависимости мы сможем получить только сильно расширив диапазон кривизны применяемых шариков.

Во всяком случае, результаты эти можно оценить как обнадеживающие и позволяющие рассчитывать, что на выбранном нами пути мы добьемся результатов, полезных для практики проектирования и эксплуатации механизмов с высшими парами чистого качения и качения со скольжением.

9. Выводы. Выявлено весьма актуальное значение проблемы трения второго рода для современной промышленности.

На основе работ ряда авторов предложен для первоначального изучения этой проблемы метод затухающих маятниковых колебаний. Сконструирован, изготовлен и освоен в работе универсальный маятниковый прибор для исследования чистого качения реальных твердых тел. Найден ряд значений коэффициентов трения второго рода при качении эталонных стальных шариков по плоским образцам из различных материалов.

Предложена новая гипотеза, оценивающая наблюдаемый момент трения второго рода как сумму трех моментов различного происхождения, даваемых известными ранее теориями.

Начаты опыты по проверке этой гипотезы, утверждающей, что зависимость коэффициента трения второго рода от радиуса кривизны катящегося тела должна иметь вид кривой, проходящей через минимум.

Уральский политехнический институт
им. С. М. Кирова

ЛИТЕРАТУРА

1. С. О. Белицкий, Вестник металлопромышленности, № 2, 86, 1935.
2. Д. В. Конвисаров, рукопись, 1948.
3. В. Д. Кузнецов, Физика твердого тела, изд. Кубуч, Томск, 1932, т. 1, стр. 208—223.
4. А. Томлинсон, Phil. Mag., 46, 905, 1929.
5. С. А. Ахматов, Труды 1-й Всесоюзной конференции по трению и износу в машинах, 2, 211, 1940.
6. А. Ю. Шлинский, там же, стр. 255, Прикл. мат. и мех., 2, вып. 2, 245, 1938.
7. В. Д. Кузнецов, Физика твердого тела, т. 4, 1947, изд. Полиграфиздат, стр. 153—154 и др.
8. А. К. Зайцев, Основы учения о трении, износе и смазке машин, ч. III, 1947, Машгиз, стр. 5—8.
9. Д. В. Конвисаров, Внешнее трение и износ металлов, 1947, Машгиз, стр. 74—83.
10. В. С. Щедров, Труды II Всесоюзной конференции по трению и износу в машинах, 1, 175—185, 1947.
11. Б. В. Дерягин, Соц. реконстр. и наука, вып. 8, 33, 1934.

ИСТОРИЧЕСКИЙ ЭЛЕМЕНТ В КУРСЕ ЛЕКЦИЙ ПО ФИЗИКЕ В ВЫСШЕМ ТЕХНИЧЕСКОМ УЧЕБНОМ ЗАВЕДЕНИИ

В. Г. Плешанова

Исторический элемент всегда, в известной мере, имел место в курсах лекций по общей физике. В настоящее время, в силу целого ряда причин, вопрос о месте исторического элемента в курсе физики получил совершенно особое значение; он вырос в серьезную задачу и требует большого внимания.

После окончания мировой войны произошел обострение борьбы на идеологическом фронте. Американскими и английскими империалистами ведется идеологическая подготовка новой войны. Реакционные круги капиталистических государств пытаются использовать лживые и извращенные историко-научные концепции для оправдания империалистических агрессий. Буржуазная наука все смелее снимает маску беспартийности в науке, открывая лицо служанки империалистической реакции.

В ряде статей, освещающих историю науки или эволюцию отдельных отраслей ее, доказывается историческое право на господство „западной цивилизации“, интеллектуальное превосходство „европейских народов“ и т. д. Со стороны некоторых буржуазных ученых делаются попытки на материале истории науки возродить средневековую богословскую схоластику, противопоставить ее научному мировоззрению.

Советские ученые,—воспитатели нашей трудовой советской интеллигенции,—должны вести непримиримую борьбу с тлетворной буржуазной идеологией, должны вооружить слушателей знанием правды о мировом значении русских ученых, о конкретных вкладах отечественной мысли в мировую сокровищницу науки и культуры, о приоритете наших ученых в ряде важнейших открытий и изобретений.

Партия и правительство возглавляют борьбу за честь и достоинство русского народа, за первенство СССР в важнейших открытиях и изобретениях.

Перед педагогами высшей школы встает большая, жизненно-важная задача воспитания молодежи, воспитания нашего студенчества в духе коммунистической идеологии, в духе советского патриотизма, в духе преданности и любви к своей великой Родине, гордости за ее великое, за ее героическое прошлое и настоящее. Неотделимо от этих задач—воспитание молодежи в духе гордости за наших выдающихся ученых-патриотов, основоположников и творцов современной науки и техники.

Велик вклад русских ученых в сокровищницу мировой науки. Он выражается в крупных открытиях, гениальных теориях и изобретениях, в развитии и обобщениях мировой науки. Золотыми буквами вписаны в историю культуры и науки имена таких русских ученых как Ломоносов, Менделеев, Лобачевский, Лебедев, Чебышев, Павлов, Тимирязев и др. Основ-

* Доклад, сделанный на Всесибирской научной конференции физиков и математиков, посвященной двадцатилетию Сибирского физико-технического института (16–21 октября 1948 г.)

ной чертой русской науки всегда был и остался ее демократизм, ее служение народу, постоянное стремление русских ученых к популяризации науки.

Показ роли русских ученых в создании мировой науки, показ неизменного патриотизма выдающихся русских ученых, показ того, как социалистическая революция в нашей стране открыла дорогу научному гению народа, показ научно-технического прогресса социалистического государства, всепобеждающего и оставляющего позади старые нормы, привычные представления, является огромным воспитывающим фактором.

Разумеется, современный советский инженер должен получить освещение развития науки, как непрерывного процесса, с позиций философии диалектического материализма. Открытия и исследования гениальных русских ученых, естественно, должны рассматриваться и изучаться в общем плане развития науки.

В учебных планах вузов нет специальных курсов истории естествознания, истории техники, истории отдельных отраслей науки: химии, физики, математики и др. Чтобы восполнить этот пробел, курс каждой из учебных дисциплин должен строиться в историческом аспекте.

В курсе лекций физики должна быть изложена история развития физики; на этом фоне должна быть показана роль русских и советских ученых в развитии мировой науки и всемирно-историческое значение основных достижений русских физиков, должна быть показана история создания русских физических школ, их значение для русской и мировой науки. Должна быть рассмотрена общая направленность современной советской физики, плановый характер ее развития, ее связь с производством, со строительством социалистического государства.

Трудность введения исторического элемента в курс лекций по физике заключается в том, что из 120 лекционных часов, которые отведены физике в учебном плане вуза, вряд ли возможно выделить достаточное количество часов на историческую часть курса. Поэтому не может быть и речи о чтении систематического, хотя бы и очень краткого, курса истории физики в виде раздела общего курса. Исторический элемент, таким образом, должен органически войти в общий курс физики, должен пронизывать его от первой до последней лекции.

Задачу введения исторического элемента в курс лекций по физике можно, конечно, решать по-разному. Я предлагаю одно из этих решений, ни в коей мере не настаивая на том, что это наиболее удачное решение задачи.

Так, во вводной лекции к курсу общей физики, кроме тех вопросов общего характера, которые обычно рассматриваются на первой лекции, должна быть кратко, в самых общих чертах, изложена история развития физики.

Примерный план вводной лекции к курсу физики во вузе.¹⁾

1. Физика, как наука и как предмет преподавания.
1. Определение физики, как науки.
2. Задачи физики.
3. Значение физики, как науки:

¹⁾ Редакция усматривает в рекомендуемом автором характере вводной лекции явное противоречие с правильно данной ранее установкой. Вводная лекция (на сколько часов она рассчитана?) представляет, конечно, краткий курс истории физики. Этот материал и должен органически быть связан с материалом физики. Было бы ценно получить указание автора как спланировать весь курс физики, органически вплетая в него все безусловно важные и интересные моменты, предназначенные автором для экспрессного их изложения во вводной лекции мало подготовленному для восприятия слушателю.

- а) место физики среди других отраслей научного знания и связь ее с ними,
 - б) связь и взаимная обусловленность физики и техники,
 - в) связь физики с философией,
 - г) роль физики в развитии культуры и народного хозяйства страны.
4. Значение физики, как предмета преподавания.
- а) физика—база для ряда специальных дисциплин,
 - б) физика, как учебный предмет, формирующий марксистско-ленинское мировоззрение.

II. Исторические этапы развития физики.

1. Физика древних;

- а) конкретные достижения античной физики; Демокрит, Эпикур, Лукреций Кар, Аристотель,
- б) умозрительный характер античной физики и причины этого,
- в) метафизический характер физики древних.

2. Период VIII—XII в. в.

- а) образование арабского государства, приведшее к оживлению хозяйственной и культурной жизни народов.

3. Период XII—XV в. в.—период средневековой схоластики.

- а) Неблагоприятные условия для развития наук, низкий уровень производительных сил, подчинение науки интересам церкви (наука—„служанка богословия“).

- б) Отрыв физики от производства, как фактор, тормозящий развитие физики.

- в) Возникновение лженаук (алхимии, магии, астрологии), как отражение возросшей власти денег.

- 4. Конец XV и XVI в. характеризуются развитием интереса к детальному изучению явлений природы (Леонардо да-Винчи), тенденцией к установлению всеобщей связи явлений природы и общества.

- а) Ряд замечательных изобретений (микроскоп, зрительная труба, астрономические наблюдения Тихо де-Браге) подготавливает низвержение схоластики.

5. XVII в.—период возникновения физики в собственном смысле слова.

- а) Развитие буржуазии и ее борьба с феодализмом привели к расцвету науки.

- б) Последовательное освобождение науки от схоластики, переход науки к эксперименту приводят к возрастанию ее успехов.

- в) Бэкон, Галилей, Кеплер, Коперник, Декарт.

- г) Представители религиозного мировоззрения вступают в борьбу с материализмом естествознания путем юридических репрессий (сожжение Джордано Бруно, ряд процессов и инквизиторских преследований, запрещение сочинений Коперника, процесс Галилея и др.)

- д) Значение работ Ньютона.

- е) Работы Гюйгенса и Гука.

- 6. XVIII в.—период господства Ньютонианской физики; борьба ее с картезианством.

- а) Дальнейшее развитие механики в трудах Бернулли, Эйлера, Даламбера, Лагранжа.

- б) Возникновение механистического мировоззрения.

- в) Развитие учения о теплоте.

- г) Создание первых паровых двигателей (Ньюкомен, Ползунов, Севери, Уатт).

- д) Развитие учения об электричестве (работы Ломоносова, Грея, Дюфе, Франклина).

7. XIX в.—век бурного роста производства и бурного роста физики—фундамента технического прогресса.

а) Возникновение стремления объединить все отделы физики в одно целое на почве закона сохранения и превращения энергии, утверждающего единство всех сил природы.

б) Установление (Френель, Юнг) и дальнейшее развитие (Фраунгофер, Физо, Фуко, Майкельсон) учения о волновой природе света.

в) Дальнейшее развитие учения об электричестве и магнетизме (Ампер, Фарадей, Петров, Ленц, Якоби, Ладыгин, Яблочков, Максвелл, Герц, Попов и др.).

г) Установление корпускулярной природы электричества и света (фотоэффект—Столетов, катодные и рентгеновские лучи).

д) Окончательное формирование учения об атомной природе вещества.

е) Реакционная энергетика Оствальда.

ж) „Кризис“ физики, вызванный невозможностью объяснить с механистической точки зрения новые открытия в области физики (световое давление, открытое Лебедевым, электромагнитная масса электрона и др.).

з) Анализ „кризиса“, данный В. И. Лениным в его работе „Материализм и эмпириокритицизм“.

и) Возникновение новой физики, ее особенности и задачи.

III. Задачи и построение курса физики:

1. Место физики в учебном плане.

2. Программа, учебники.

3. Практические и лабораторные занятия.

4. Коллоквиум, зачет, экзамен.

5. Организация самостоятельной работы, конспект лекций, консультации.

Открытия и исследования отечественных ученых следует, разумеется, освещать не только во вводной лекции, а в связи с рассмотрением тех вопросов программы, в области которых лежали исследования и открытия ученого. Рассматривая работы того или иного ученого, необходимо охарактеризовать те условия, в которых протекали эти работы, и указать значение работ для мировой отечественной науки. Например, в разделе „Электростатика“ следует, с одной стороны, остановиться на работах Ломоносова и Рихмана в области атмосферного электричества, а с другой—подчеркнуть значение современных нам работ акад. Иоффе по установлению природы электрона. „Вольтову“ дугу открыл В. В. Петров; следует обрисовать значение работ этого выдающегося физика в развитии отечественной физики. В. В. Петрова следует характеризовать, как преемника М. В. Ломоносова в создании русских физических кабинетов. В связи с вопросом практического применения теплового эффекта электрического тока надо рассмотреть работы Ленца, Яблочкова и Ладыгина. Научную и педагогическую деятельность Столетова и ее значение следует рассматривать при изложении учений о ферромагнетизме и фотоэффекте. Работы Попова и их значение освещаются в разделе „Радиосвязь“, особенно подчеркивается приоритет Попова в данной области.

История развития каждого раздела физики (оптика, механика, электричество и т. д.), конечно, своеобразна. Это своеобразие определяется целым рядом факторов. Анализ этих факторов, показ хода развития данного раздела физики, разумеется, имеет определенное воспитательное значение. Поэтому я считаю, что уместно на первой лекции по данному разделу или на последней лекции, в зависимости от того, где это целесообразнее сделать, давать более или менее цельный обзор исторического

развития раздела. На фоне этого обзора опять таки следует показать роль и значение русских ученых в развитии данного раздела,

Так, например, историю развития атомистики можно уже рассматривать на первой лекции по молекулярной физике, т. к. материал этого раздела в достаточной степени изучен в средней школе.

Примерный план введения в молекулярную физику:

1. Философское понятие материи.
2. Физическое понятие вещества.
3. Мысль о корпускулярной природе вещества у философов и ученых древности.
4. Атомистические воззрения в работах Галилея, Бойля, Ньютона, Бернулли.
5. Атомистика Ломоносова и идея сохранения вещества и движения.
6. Место Ломоносова в естествознании XVIII в.
7. Дальнейшее развитие атомистики трудами Дальтона и Гей-Люссака.
8. Периодический закон Менделеева и его значение.
9. Нападки на атомизм со стороны философов-идеалистов.

Исторический обзор развития электричества целесообразнее сделать после окончания лекций по данному разделу, т. е. на последней лекции по электричеству, так как некоторые вопросы из этого раздела или совершенно не рассматриваются в средней школе или рассматриваются весьма кратко. Связав этот обзор с современным использованием электричества, последнюю (заключительную) лекцию по курсу физики нужно посвятить отечественной физике и провести по следующему плану.

Примерный план заключительной лекции по физике.

1. Дореволюционное прошлое русской физики.
 1. Основные черты физики этого периода.
 - а) В связи с условиями царского времени—формирование русской физики отдельными учеными (исключение представляла школа Лебедева).
 - б) Оторванность физики от техники.
 2. Выдающиеся ученые этого периода: Ломоносов, Петров, Ленц, Якоби, Менделеев, Лебедев, Столетов, и др.
 3. Москва и Петербург—основные центры русской физической мысли.
 4. Московская физическая школа (Столетов, и особенно, Лебедев); ее значение.
 5. Провинциальные ученые: Гольдгаммер, Ульянин (Казань), Косоногов (Киев), Рожанский (Харьков) и др.
 6. Русское физико-химическое общество и его значение в популяризации физических знаний.

II. Развитие советской физики.

1. Изменение положения физики после Великой Октябрьской революции.
 - а) Установление связи с промышленностью.
 - б) Плановый характер исследований, обусловленный подчинением науки интересам социалистического государства.
2. Открытие физических институтов в Москве и Ленинграде.
3. Открытие физико-механических факультетов для подготовки кадров физиков, владеющих основами техники.
4. Организация физических факультетов для подготовки физиков исследователей.
5. Открытие физических институтов в Харькове, Днепропетровске, Томске, Свердловске, Горьком.
6. Развитие физических институтов Академии Наук СССР.

III. Современная советская физика.

1. Советские физические школы и их значение.

2. а) Школа Мандельштама-Папалекси (радиофизика).

б) Ленинградская школа физиков-оптиков (Рождественский, Теренин, Лебедев и др.).

в) Томская школа Кузнецова по физике твердого тела.

г) Московская школа (Предводителев—проблемы твердого и жидкого состояния вещества. Аркадьев, Акулов—проблемы магнетизма) и др.

2. Физические проблемы современности, в которых советским физикам принадлежит ведущая роль.

а) Нелинейные колебания.

б) Физика твердого тела.

в) Проблемы полупроводников.

г) Квантовая механика и квантовая электродинамика (Фок, Френкель, Иваненко и др.).

д) Свойства вещества при низких температурах (сверхпроводимость, сверхтекучесть).

Для того, чтобы возможно полнее и эффективнее использовать историю науки в качестве могучего средства воспитания у студентов чувства патриотизма, ученые должны включиться в большую работу.

1) Надо создавать курсы лекций по общей физике, включающие в себя исторический элемент, органически связанный с вопросами физики.

2) Надо создать в этом плане новые программы курсов, так как существующие не отражают его содержания.

3) Надо создать новые учебники по физике, органически включающие исторический элемент и освещающие роль физики в развитии современной и, главным образом, отечественной физики.

4. Великий вклад русских ученых в мировую науку, к сожалению, еще недостаточно изучен и освещен. Ученым предстоит большая и благородная исследовательская работа в этом направлении.

5) Необходимо создание серьезных курсов истории физики.

Иркутский горно-металлургический
институт

УГОЛ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ В СЛЮДЕ ФЛОГОПИТЕ НА ТЕХНИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЕ*

А. П. Изергин

В работе приведены результаты измерения $\operatorname{tg} \delta$ и ϵ в слюде флогопите Восточно-сибирского слюдяного месторождения на технической частоте.

Прокаливание флогопита при 500°C , не меняет положения и абсолютных значений температурных максимумов $\operatorname{tg} \delta$. Прокаливание при температурах 700°C и выше увеличивает абсолютное значение угла диэлектрических потерь.

§ 1. Введение

В лаборатории СФТИ Водопьяновым [1], исследовавшим флогопит Восточно-сибирских слюдяных месторождений на высокой частоте, получена зависимость угла диэлектрических потерь от ряда факторов. Им были получены следующие закономерности: 1) $\operatorname{tg} \delta$ возрастает пропорционально содержанию кристаллизационной воды, 2) с увеличением частоты угол диэлектрических потерь уменьшается, 3) в исследуемом интервале температур $15 \div 200^{\circ}\text{C}$ был обнаружен максимум угла диэлектрических потерь, в этом же интервале диэлектрическая проницаемость испытывает перелом.

Полученные закономерности Водопьянов объясняет с помощью дипольных представлений о возможности ориентации диполей в порах твердого кристаллического диэлектрика.

Температурный максимум $\operatorname{tg} \delta$ на высокой частоте в слюде флогопите получила также Якимец [2]. Ею же были произведены измерения $\operatorname{tg} \delta$ и ϵ на технической частоте в серебристом флогопите. В интервале температур $20 \div 200^{\circ}\text{C}$ замечено резкое снижение диэлектрического коэффициента, сопровождающееся быстрым подъемом $\operatorname{tg} \delta$, переходящим в узком интервале в независимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры, что автор называет насыщением угла диэлектрических потерь. Полученную температурную зависимость диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости Якимец не объясняет.

При измерении температурной зависимости $\operatorname{tg} \delta$ и ϵ в флогопите на технической частоте [3] в широком интервале температур от -150°C до $+500^{\circ}\text{C}$ получено два температурных максимума. Этими измерениями показано, что при температуре $+200^{\circ}\text{C}$ мы имеем не насыщение угла диэлектрических потерь, а максимум $\operatorname{tg} \delta$.

В связи с получением температурных максимумов $\operatorname{tg} \delta$ на высокой и низкой частотах и объяснением их возможностью ориентации полярных групп или молекул кристаллизационной воды была поставлена данная работа. Целью работы было установить изменение температурной зависимости угла диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости в слюде флогопите, у которой прокаливанием частично удалялась кристаллизационная вода.

* Доклад, сделанный на Всесибирской научной конференции физиков и математиков, посвященной двадцатилетию Сибирского физико-технического института (16—21 октября 1948 г.)

§ 2. Результаты измерений

Измерения производились с двумя сортами слюды флогопита № 3 и № 5 (химический состав которых приведен в предыдущей работе [3]). Перед измерением образцы прокаливались в течение 4-часов при температурах 500, 600, 700 и 800°C. После каждого прокаливания снималась температурная зависимость $\text{tg } \delta$ и ϵ . Для сравнения приведены результаты измерений непрокаленных образцов.

Таблица 1

Температура	До прокаливания		После прокаливания	
	$\text{tg } \delta$	ϵ	$\text{tg } \delta$	ϵ
-150°C	<0,01	6,7	—	—
-100	<0,01	6,7	0,02	3,2
- 50	0,01	6,8	0,10	3,4
0	0,015	7,1	0,12	4,5
+ 50	0,05	7,5	0,15	4,5
+100	0,15	8,3	0,20	4,5

Угол диэлектрических потерь в флогопите № 3 „Цыганка“ после прокаливания при 600°C, как видно из табл. 1, увеличился. Абсолютное зна-

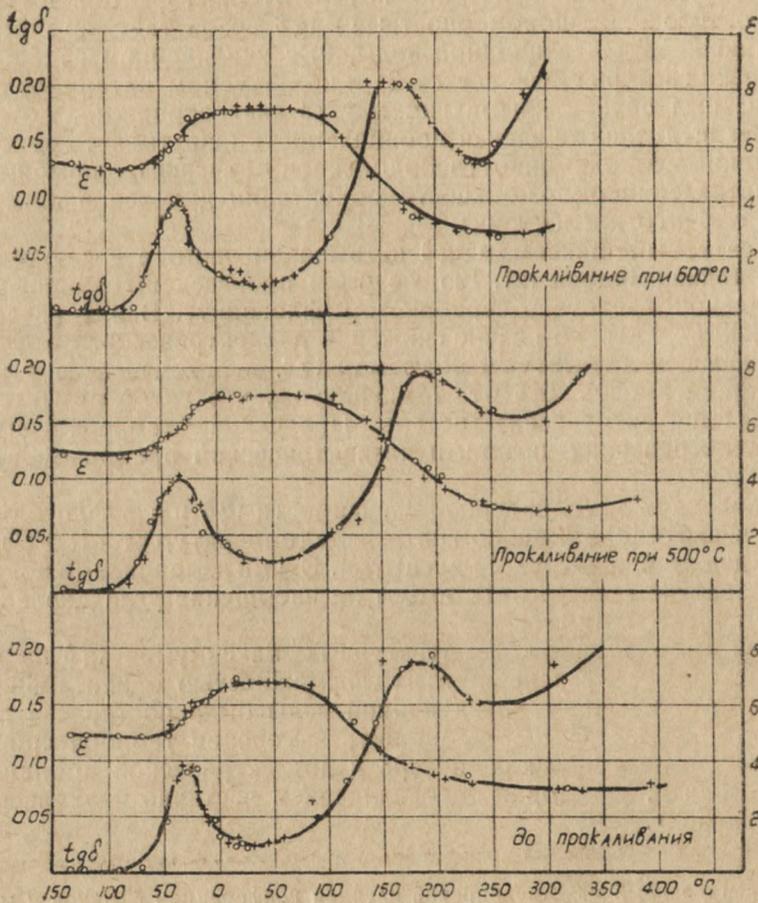


Рис. 1

чение диэлектрической проницаемости уменьшилось. После первого прокаливания при 600°C было замечено сильное расщепление образцов флогопита № 3. Поэтому прокаливание при более высокой температуре этого сорта флогопита не производилось.

На рис. 1 и 2 приведены результаты измерений $\operatorname{tg} \delta$ и ϵ в флогопите № 5 при различных температурных прокаливаниях.

Прокаливание при 500 и 600°C почти не изменило температурный ход угла диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости.

Прокаливание образцов флогопита при 700 и 800°C также не изменило качественный ход температурной зависимости $\operatorname{tg} \delta$ и ϵ . Изменились

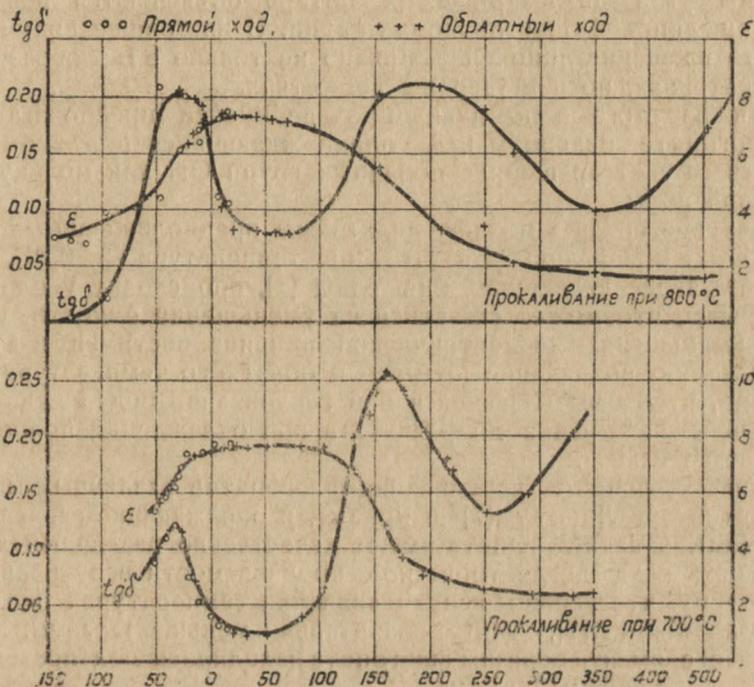


Рис. 2

только абсолютные значения угла диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости.

Во всех случаях наблюдались два максимума $\operatorname{tg} \delta$, причем первый максимум (-40°C) сопровождался подъемом диэлектрической проницаемости, а в интервале температур второго максимума наблюдался спад ϵ .

После прокаливания не замечено температурного смещения максимумов $\operatorname{tg} \delta$. Прямой и обратный ход температурной зависимости $\operatorname{tg} \delta$ и ϵ совпадают.

§ 3. Обсуждение результатов эксперимента

По результатам измерения можно считать, что после прокаливания слюды флогопита угол диэлектрических потерь увеличивается. Предполагается, что при прокаливании слюды флогопита из последней частично удалялась кристаллизационная вода. Доказательством этому являются работы Лашева (7) и др. по обезвоживанию слюд. Он показал, что выде-

ление воды из слюды флогопита слюдянского месторождения в интервале температур $200 \div 400^\circ\text{C}$ невелико. Наиболее заметное выделение воды происходит при температурах $+600 \div 800^\circ\text{C}$ и выше.

Это дает основание полагать, что изменение абсолютного значения угла диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости после прокаливания связано с уменьшением кристаллизационной воды.

Следует заметить, что по данным Ф. Ренне [8] после прокаливания слюда сохраняет кристаллическую структуру.

В работах Кобеко [4], Михайлова [9], Вальтера [10] и других показано, что при измерении температурной зависимости $\text{tg } \delta$ и ϵ в полярных диэлектриках наблюдаются максимумы $\text{tg } \delta$, сопровождающиеся изменением ϵ . Максимумы угла диэлектрических потерь объясняются возможностью ориентации диполей или полярных групп. В настоящее время предполагается, что вращение диполей возможно не только в газообразных и жидких диэлектриках, но и в твердых веществах.

Исходя из этого и по данным эксперимента предполагается, что в слюде флогопите максимум $\text{tg } \delta$, сопровождающийся подъемом ϵ (-40°C), появляется за счет вращения полярных групп ОН или молекул кристаллизационной воды.

О механизме спада ϵ можно сделать два предположения.

Во-первых, можно полагать что при температуре $+200^\circ\text{C}$, благодаря известному явлению вспучивания слюд [7], происходит увеличение толщины образца, что может сказаться на уменьшении емкости. Отсюда кажущееся уменьшение диэлектрической проницаемости. Но в этом случае для объяснения совпадения прямого и обратного температурного хода ϵ необходимо, чтобы выделяющаяся при вспучивании вода не удалялась при последующем нагревании до $+600^\circ\text{C}$, а при охлаждении полностью входила в состав слюды.

Кроме того, кривые вспучивания флогопитов различных месторождений и сортов по Лашеву [7] и кривые, изображающие зависимость ϵ от температуры, в данной работе имеют качественно различный ход.

Объяснять спад диэлектрической проницаемости вспучиванием нельзя еще и потому, что усилия вспучивания при температурах около $+200^\circ\text{C}$, как показал Лашев [7], малы—значительно меньше 1 кг/см^2 . В условиях данного эксперимента образцы флогопита находились под постоянным давлением, превышающим 2 кг/см^2 .

Во-вторых, можно считать, что при этих температурах тепловое движение частиц сильно уменьшает поляризацию ориентации. И, что особенно характерно для всех измеряемых образцов разных толщин и разной степени прокаливания, величина уменьшения ϵ в области температур второго максимума $\text{tg } \delta$ равна приросту диэлектрической проницаемости в области первого максимума $\text{tg } \delta$. Из этого можно заключить, что при температурах ниже -50°C мы имеем поляризацию, обусловленную смещением.

Выше -50°C на поляризацию смещения накладывается поляризация ориентации, которая при высоких температурах, благодаря тепловому движению молекул, уменьшается.

Таким образом, в интервалах температур ниже -50°C и выше $+200^\circ\text{C}$ мы имеем, в основном, поляризацию смещения. В данной работе это предположение подтверждается тем, что в этих температурных областях мы имеем отрицательный температурный коэффициент диэлектрической проницаемости. Абсолютное значение $\epsilon \approx 3 \div 4$.

Максимум угла диэлектрических потерь при температурах $+200^\circ\text{C}$ связан, повидимому, с тем что при этой температуре кристаллизационная вода, связанная ранее упорядоченным образом в кристаллической решетке, переходит в свободное состояние. Это предположение можно подтвердить

тем, что для кристаллов гипса и медного купороса, для которых Будниковым [5] и др. хорошо установлены температурные области удаления кристаллизационной воды, в нашей лаборатории показано, что удаление из них кристаллизационной воды всегда сопровождалось максимумами $\operatorname{tg} \delta$.

Следует заметить, что температурная зависимость теплопроводности флогопитов Мадагаскара и Канады, приведенная Лашевым [7], качественно напоминает температурный ход ε в исследуемом флогопите № 5.

Представляет интерес измерить теплопроводность и диэлектрическую проницаемость для одного сорта флогопита в интервале температур $+50^{\circ}\text{C} \div +500^{\circ}\text{C}$.

Увеличение угла диэлектрических потерь после прокаливания можно отнести за счет более рыхлой структуры в строении флогопита (места с меньшей упаковкой частиц). В аналогичных случаях, как показывает в своих работах Кобеко, появляется большая возможность ориентации диполей.

Таким образом, можно полагать, что в слюде флогопите, помимо потерь проводимости, которые при низких температурах малы и проявляются при высоких температурах в виде безгранично возрастающей ветви $\operatorname{tg} \delta$, имеем диэлектрические потери, обусловленные ориентацией полярных групп или молекул кристаллизационной воды.

В заключение приношу глубокую благодарность заведующему лабораторией доценту К. А. Водопьянову и сотрудникам лаборатории за активное участие в обсуждении результатов эксперимента.

Лаборатория физики диэлектриков
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Водопьянов, Труды СФТИ, 7, в. 2, 16, 1947 г.
2. Е. М. Якимец, Известия электропромышленности слабого тока, 3, 43, 1936.
3. А. П. Изергин, Труды СФТИ, 24, 171, 1947 г.
4. П. П. Кобеко, Б. В. Кувшинский, Б. И. Александров, ЖТФ, 6, 1311, 1936.
5. Будников, Гипс и его исследование, изд. АН СССР, 1933.
6. П. П. Кобеко, Г. П. Михайлов, З. И. Новикова, ЖТФ, 14, 24, 1944.
7. Е. К. Лашев, Слюда, Промстройиздат, 1948.
8. F. Renne, Zs. f. Kristallogr. 61, 113, 1924.
9. Михайлов, ЖТФ, 6, 786, 1936.
10. Вальтер, ЖТФ, 10, 1970, 1940.

ИЗУЧЕНИЕ КРИВЫХ ОХЛАЖДЕНИЯ СТЕКОЛ

В. А. Преснов

В работе проведен термический анализ кремнеземных стекол методом исследования кривых нагревания и охлаждения.

Показано, что в определенных температурных интервалах наблюдаются термические эффекты, которые связываются, в соответствии с кристаллитной теорией строения стекол, с превращениями в соответствующих модификациях кремнезема.

§ 1. Введение

В лаборатории физики диэлектриков измерялась зависимость проводимости различных стекол от силы поля при разных температурах. Эту зависимость можно характеризовать коэффициентом α , входящим в показатель экспоненты $\sigma = \sigma_0 e^{\alpha E}$. На кривых, изображающих температурную зависимость этого коэффициента, были обнаружены в определенных температурных интервалах скачки и максимумы, которые связывались с превращениями, имеющими место в стеклах в этих температурных интервалах. Для проверки этого предположения я решил изучить кривые охлаждения соответствующих стекол, ибо это изучение может дать представление об изменении теплоемкости в интересующем нас интервале температур.

§ 2. Методика измерений

Если стекло нагреть до температуры T и затем охладить его в среде, температура которой остается постоянной, то, как не трудно видеть, охлаждение его, если в стекле нет превращений, будет идти по уравнению:

$$t - t_0 = (T - t_0) e^{-\frac{a}{mc} \tau}, \quad (1)$$

где $t - t_0$ — разность температур между образцом и средой в данный момент времени, $T - t_0$ — разность температур между образцом и средой в начальный момент времени, τ — время, a — коэффициент, зависящий от природы образца, среды и т. д., m — масса стекла, c — теплоемкость.

Кривая охлаждения, как это видно из уравнения (1), представляет собой экспоненту.

Если же в стекле имеет место какое-либо превращение, то кривая охлаждения будет иметь перегиб.

Непосредственное исследование кривых охлаждения сопряжено с трудностями, возникающими вследствие сильного влияния на вид кривой режима охлаждения, поэтому нами был выбран дифференциальный метод.

Схема установки представлена на рис. 1. Здесь a является эталоном (в качестве эталона была взята окись алюминия), b — испытуемый образец стекла. Термопары были присоединены к гальванометрам Γ_1 и Γ_2 , как показано на рис. 1.

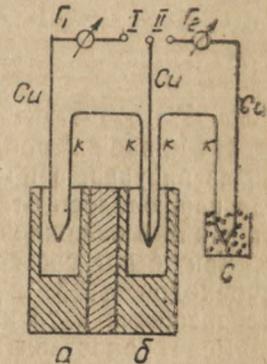


Рис. 1

Если ключ замкнут на положение I, то с помощью чувствительного гальванометра Γ_1 измеряем разность температур между эталоном и образцом (мы применяем зеркальный гальванометр с чувствительностью $1 \text{ мм/м} = 3,4 \cdot 10^{-9} \text{ А}$).

При замыкании ключа на положение II измеряем температуру образца с помощью гальванометра Γ_2 . До тех пор, пока в образце не будет происходить никаких превращений, разность температур $T_{\text{эт.}} - T_{\text{об.}}$ будет равна нулю (или очень небольшому значению).

В момент превращения появляется разность температур между образцом и эталоном, которая фиксируется чувствительным миллигальванометром; по прекращении превращения температуры сравниваются.

§ 2. Результаты измерений

На рис. 2 представлены результаты измерений для чистого оптического плавленного кварца.

Здесь по оси абсцисс отложена температура образца, по оси ординат разность температур образец—эталон. Кривая 1 — кривая нагревания, кривая 2 — кривая охлаждения (точки и крестики — данные двух измерений).

Нагревание образца от комнатной температуры до 70° идет примерно так же как и нагревание эталона. Начиная с $70-80^\circ$ образец отстает в нагревании.

Это отставание прекращается к 120° . В интервале $120-145^\circ$ опять и эталон, и образец нагреваются с одной и той же скоростью.

При температуре порядка 150° наступает новое отставание в нагревании образца, которое прекращается к 170° , и после уравнивания температур образца и эталона вновь появляется разница при температуре около 190°С .

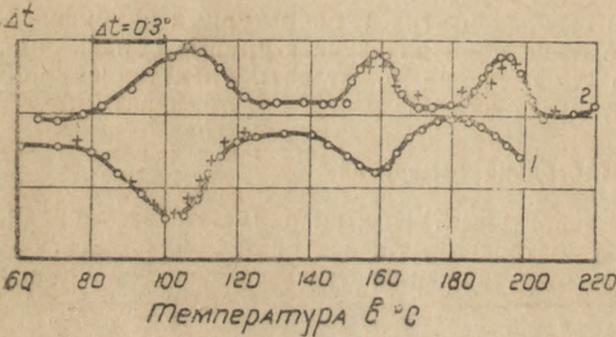


Рис. 2

На кривой 2 представлен обратный ход — кривая охлаждения. Как видно из рисунка, в интервалах температур: $80-120^\circ$, $150-170^\circ$ и $190-200^\circ$, где наблюдалось отставание в нагревании образца, наблюдается также отставание в охлаждении его.

Как было указано, температуры 117° и 163° являются температурами переходов $\gamma \rightleftharpoons \beta$ и $\beta \rightleftharpoons \alpha$ тридимита, а начиная с 180° имеется область превращения $\alpha \rightleftharpoons \beta$ кристобалита.

Если сопоставить температуры перехода из одной модификации кварца в другую с соответствующими областями температур кривых нагревания и охлаждения, то обнаруживается их совпадение. Очевидно, можно предположить, что причиной отставания в нагревании образца по сравнению с эталоном является соответствующее превращение определенной модификации кремнезема.

Область превращения (вместо точки превращения в кристалле), вероятно, получается в результате того, что кристаллиты тридимита и кристобалита очень малы по размерам, вследствие чего флуктуации играют очень важную роль; „решетка“ может быть несколько искажена, и поэтому пре-

вращение одной модификации в другую может начаться при более низких температурах, чем соответствующие превращения макроскопических кристаллов.

Таким образом, термические исследования плавленного кварца позволяют сделать вывод о том, что в нем имеются дифференцированные микрообласти с более или менее правильным расположением молекул, причем структуры этих микрообластей (кристаллитов) напоминают структуры соответствующих модификаций кремнезема (тридимита и кристобалита).

Этот вывод находится в согласии с данными рентгеноструктурных исследований Валенкова и Порай-Кошиц [1], а также с данными Рендалла, и противоречит выводам Уоррена, сделанным с помощью анализа Фурье.

Интересно было посмотреть, какое изменение вносит в данную картину добавка посторонней примеси в виде окислов металла.

На рис. 3 представлены результаты двух опытов нагревания стекла состава SiO_2 —77%, NaO_2 —23%. Так же как и на предыдущем рисунке, здесь

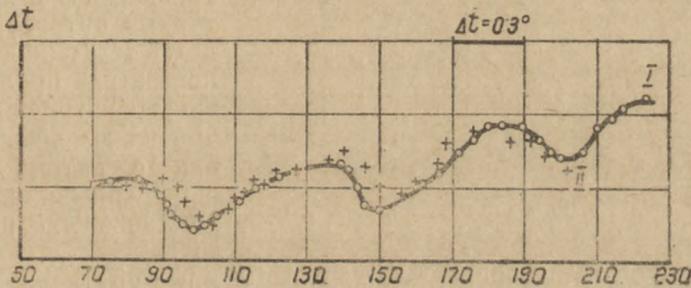


Рис. 3

по оси абсцисс отложена температура образца, по оси ординат—разность температур эталон-образец.

Из этого рисунка видно, что так же, как и для чистого плавленного SiO_2 , в силикатно-натриевом стекле наблюдаются три области, в которых нагревание образца отстает по сравнению с нагреванием эталона, причем температурные интервалы, в которых наблюдаются подобные явления, примерно совпадают с соответствующими температурными интервалами для чистого кварцевого стекла (90—120; 140—165; 190—210).

На рис. 4. представлены результаты охлаждения силикатно-калиевого стекла состава SiO_2 —85%, K_2O —15% (кривая *a*); снималась она в результате трех независимых экспериментов. На этом рисунке также видны области, где охлаждение стекла отстает по сравнению с охлаждением эталона, причем, так же как и для силикатнонатриевого стекла, области эти примерно совпадают с теми, что наблюдаются для чистого плавленного кварца.

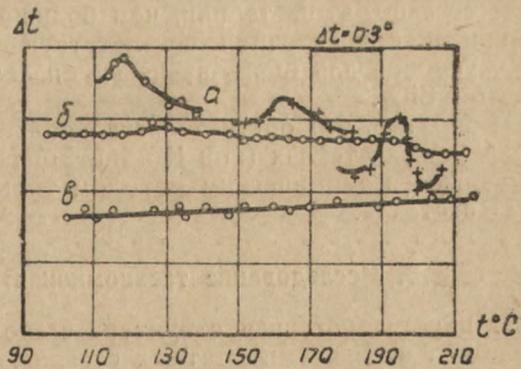


Рис. 4

На рис. 5 представлены кривые охлаждения многокомпонентного силикатного стекла (кривая *a*) и силикатнонатриевого стекла (кривая *б*).

Из сопоставления всех этих экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что, независимо от вида примесного окисла, в силикатных стеклах наблюдаются три области температур, в которых происходит отставание в нагревании и охлаждении стекла по сравнению с эталоном, причём эти области совпадают примерно с таковыми для плавленого кварца. В стеклах же состава SiO_2 —50%, Na_2O —50% и силикатно-калиевых с большим содержанием K_2O подобных областей не обнаружено. Для стекол с содержанием K_2O выше 25% во всем интервале температур стекло охлаждается так же, как и эталон (рис. 4 кривая б). Аналогичное явление наблюдается для стекла состава, соответствующего метасиликату натрия рис. 4 кривая в).

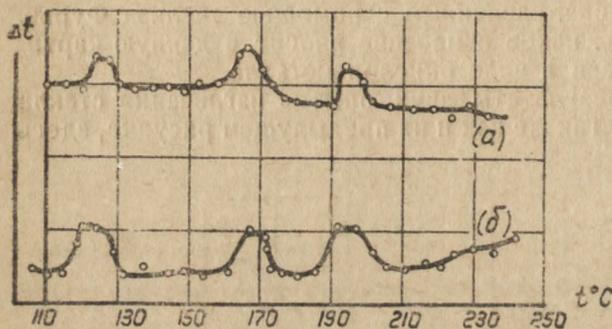


Рис. 5

Результаты данных исследований находятся в хорошем согласии с данными Н. А. Тудоровской [2], которая в этих же температурных интервалах наблюдала остаточное изменение показателя преломления силикатнонатриевых стекол при их закалке. В метасиликате натрия подобного изменения показателя преломления ею не наблюдалось.

Таким образом, наши экспериментальные данные подтверждают вывод, сделанный на основании рентгенографического исследования, о том, что в силикатно-натриевых стеклах выпадают из расплава две кристаллические формы: 1) кремнезем (в виде кристобалита или тридимита) и 2) метасиликат натрия.

Евстропьев [3] сделал предположение о том, что микрогетерогенность, характерная для структуры твердых стекол, сохраняется и в расплавах. Это предположение подтверждается работами Есина [4].

Есин дает качественную теорию образования микрогетерогенной структуры расплавов.

Согласно этой теории, чем больше радиус примесного иона, тем при меньшей концентрации соответствующего окисла создаются благоприятные условия для образования групп аналогичных тем, которые имеются в чистом SiO_2 .

Вероятно, это обстоятельство является причиной того, что в силикатнокалиевых стеклах (ион К имеет большой радиус) области превращения выявляются термическим методом только при малом содержании примеси K_2O в стекле.

§ 3. Исследование трехкомпонентных борносиликатных стекол

Микрогетерогенная структура стекол особенно отчетливо должна проявляться в трехкомпонентных стеклах.

Экспериментальные исследования Мюллера [5] по электропроводимости трехкомпонентных стекол позволили ему сделать вывод о том, что структура трехкомпонентных стекол неоднородна по составу.

Имеются отдельные дифференцированные группировки, структура которых аналогична структуре соответствующих двухкомпонентных стекол. Эти выводы были сделаны Мюллером для борных стекол с двумя различными примесными окислами.

Если вывод Мюллера справедлив также для борносиликатных стекол, т. е. структура таких стекол также микрогетерогенна, то следует ожидать наличия двух точек T_g , связанных с размягчением соответствующих группировок.

На кривых нагревания таких стекол должны получиться две области, где нагревание стекла будет отставать от нагревания эталона.

Кривая нагревания, полученная дифференциальным методом, представлена на рис. 6. На этом рисунке отчетливо видны две такие области (650—800° и 950—1100°C), которые, очевидно, можно связать с размягчением соответствующих ингредиентов борносиликатного стекла. Этот вывод подтверждается еще и тем, что если просто нагреть борносиликатное стекло до 750°C и охладить его, то оно мутнеет. Порошок такого стекла,

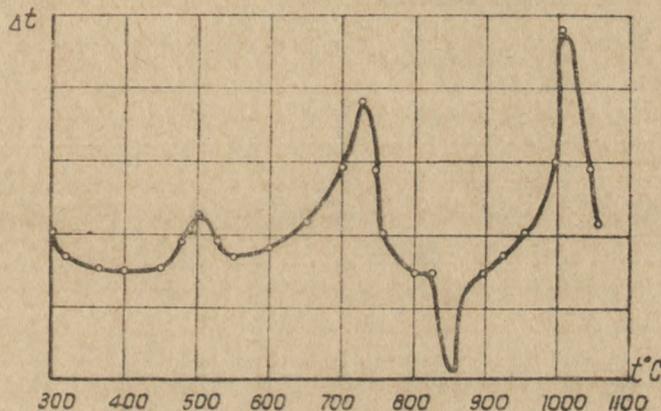


Рис. 6

нагретый до 750°C, спекается в сплошную плохо прозрачную массу. После нагревания до 1100°C получаем вновь однородное по виду прозрачное стекло. По нашему мнению, сплавление порошка борносиликатного стекла при нагревании его до 750°C происходит благодаря плавлению группировок, связанных с V_2O_5 . Плохая прозрачность получившейся стекловидной массы, очевидно, объясняется тем, что группировки, связанные с SiO_2 , не плавятся при нагреве и образовали высокодисперсную систему, обладающую большой рассеивающей способностью.

Такой отчетливый вывод, однако, можно было сделать только для стекла состава: V_2O_5 —75%, SiO_2 —12,5%, Na_2O —12,5%. Для стекла с большим содержанием SiO_2 такой отчетливой картины нам не удалось получить, что, вероятно, объясняется недостаточно хорошо подобранными условиями нагревания таких стекол; выявляемость же точек T_g , как известно, очень сильно зависит от скорости нагревания образца. Провести же опыты с различными скоростями нагревания мы, к сожалению, не могли.

Термические исследования стекол, проведенные в данной работе, находятся в согласии с оптическими исследованиями, проведенными Н. А. Тудоровской, а также в согласии с результатами, полученными электрическим методом [6], и, таким образом, подтверждают представление о стекле как микрогетерогенной системе.

Данная работа была проведена под руководством А. М. Вендеровича, за что автор, пользуясь случаем, выражает благодарность.

В проведении экспериментов принимали участие студенты М. Лондаренко В. и Вертопрахов.

Образцы готовили лаборанты А. С. Шмаков и У. Ф. Ижикова. Указанным товарищам автор выражает свою признательность.

Лаборатория физики диэлектриков
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. Валенков и Порай-Кошиц, *Nature*, 137, 273, 1936.
2. Тудоровская, Изв. АН СССР (отдел. техн. наук), 4, 107, 1938.
3. Евстропьев, Изв. АН СССР (сер. физ.), 4, 702, 1940.
4. Есин, Изв. АН СССР (сер. хим.), 3, 7, 1949.
5. Мюллер, Изв. АН СССР (сер. физ.), 4, 607, 1940
6. Вендерович, Преснов, Черных, настоящий сборник.

ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ СТЕКОЛ ОТ СИЛЫ ПОЛЯ И ВОПРОСЫ СТРОЕНИЯ СТЕКОЛ

А. М. Вендерович, В. А. Преснов и В. И. Черных

Исследовалась зависимость проводимости от силы поля при различных температурах у двойных калиево-кремнеземных, тройных боро-кремнеземных и двойных боро-натриевых стекол.

На кривых температурной зависимости коэффициента α , характеризующего скорость возрастания проводимости с силой поля, наблюдался ряд максимумов.

Из положения этих максимумов и их сравнения у стекол разного состава и разной тепловой обработки сделаны выводы, касающиеся вопросов строения стекол и совпадающие, в основном, со взглядами академика А. А. Лебедева.

§ 1. Введение

Вопрос о строении стекол подвергался неоднократному обсуждению. По этому поводу высказывались различные соображения и теории. Из них нам представляется особенно интересной кристаллитная теория, основные идеи которой были высказаны А. А. Лебедевым [1] еще в 1921 году. Наблюдавшиеся в силикатных стеклах при 500—600°C аномалии в температурной зависимости различных физических свойств Лебедев объяснял как результат того, что свободный кремнезем в стеклах испытывает превращения, аналогичные превращению $\alpha \rightleftharpoons \beta$ кварца. Этот взгляд встретил возражения, поскольку в области размягчения другие аморфные тела также претерпевают резкие изменения физических свойств.

С этой точки зрения более интересным является обнаружение подобных аномалий при температурах более низких чем температура размягчения. При этих температурах процесс комплексообразования практически уже прекращается и величина вязкости существенно меняться не может, поэтому единственной причиной, вызывающей резкие изменения физических свойств в этих условиях, может быть только наличие тех или иных превращений, имеющих место в стеклообразующей основе в данном температурном интервале.

Аномалии на кривых зависимости различных физических свойств от температуры в интервалах, заведомо более низких области размягчения, наблюдались различными авторами. Тудоровская, [2] измеряя коэффициент преломления силикатных стекол, закаленных от различных температур, получила заметное изменение его в интервалах 75—120°, 140—160° и 180—215°C. Лебедев [3] связывает эти уменьшения коэффициента преломления с превращениями одной модификации в другую свободного кремнезема, который в стеклах должен находиться частично в виде тридимита, частично в виде кристобалита. Косвенным образом это предположение подтверждается тем, что в стеклах состава 50% SiO₂ и 50% Na₂O, где свободного кремнезема вовсе нет (здесь имеет место образование химического соединения—метасиликата натрия), не наблюдается также и скачков в ходе коэффициента преломления.

Гюи и Васильева [4] изучили температурную зависимость логарифмического декремента затухания нитей плавленного кварца и стекол. На соответствующих кривых они наблюдали минимумы в интервале 120—160° и 250—280°C.

Тэрнер и Уинкс [5] отмечают на кривых температурной зависимости коэффициента расширения ряд переломов, причем эти эффекты наблюдались ими не только для силикатных, но и для борных стекол.

Мы изучили [6] проводимость покровных стекол в сильных электрических полях при различных температурах. По нашим данным проводимость стекол растет с силой поля по формуле Пуля $\sigma = Ae^{\alpha E}$, причем, как оказалось, коэффициент α от температуры, вообще говоря, мало зависит, но в определенных температурных интервалах наблюдается резкое, почти скачкообразное, его возрастание.

Коэффициент α можно связать, по нашим представлениям, с величиной среднего перемещения проводящих ионов d следующим образом:

$$\alpha = \frac{ed}{2kT}$$

Поэтому резкое увеличение α можно трактовать как результат изменения величины d , что в свою очередь может быть вызвано превращениями, происходящими в стеклах в определенных температурных интервалах.

Нам представлялось интересным провести подобные исследования в стеклах известного химического состава, а именно кремнеземных, борно-кремнеземных и борных. Как нам казалось, в результате этих исследований можно было бы дать ответы на следующие вопросы, связанные со строением стекол.

1. Зависят ли температуры превращения кремнезема в силикатных стеклах от содержания окислов щелочных металлов? Отсутствие подобной зависимости позволило бы подтвердить взгляды Лебедева о микрогетерогенности стекол в том смысле, что помимо кремнезема, связанного с калием (по Лебедеву и Порай-Кошица при этом образуется метасиликат калия), существует и свободный кремнезем, сохраняющий способность к превращениям, свойственным кристаллическому кремнезему.

2. Остаются ли неизменными области превращения кремнезема в системе борно-кремнеземных стекол, что связано с вопросом, является ли борно-кремнеземное стекло гетерогенной системой, или же в нем кремнезем и борный ангидрид образуют однородную систему.

3. Действительно ли существуют превращения в борных стеклах и каким процессам эти превращения соответствуют.

§ 2. Объекты и методика измерения

Измерения были нами произведены с системами калиево-кремнеземных, натриево-борнокремнеземных и борнонатриевых стекол.

Образцы готовились в виде толстых пластинок, в которых выверливались углубления. Путем шлифовки с противоположной стороны толщина измеряемой части образца доводилась до нужных размеров (рис. 1). Электроды наносились с помощью испарения серебра в вакууме, причем охранное кольцо помещалось с той стороны образца, где было углубление. После монтажа прибора вставлялся в закрытую стеклянную трубу и вместе с ней помещался в электрическую печь, где нагревался до температуры приблизительно равной 120°C. При этой температуре производилась откачка прибора в течение одного-двух часов, после чего прибор заполнялся сухим воздухом.



Рис. 1

Измерение проводимости борнонатриевых стекол производилось при выпрямленном и стабилизированном напряжении с помощью обычной

гальванометрической установки. Кремнеземные и борно-кремнеземные стекла измерялись нами на импульсном напряжении с помощью установки, разработанной А. Ф. Иоффе и А. В. Иоффе [7] для изучения эффекта Пуля в полупроводниках. Схема этой установки изображена на рис. 2.

Конденсатор C_2 , заряженный от выпрямительной установки до потенциала V_0 , разряжается через кенотрон K_2 и секционированное безиндукционное сопротивление R , отводимое к земле. Разрядка конденсатора C_2 достигается тем, что с помощью особого маятника M обкладка II, имевшая потенциал V_0 , заземляется, а обкладка I, ранее заземленная, отъединяется от земли. Напряжение на образце O может изменяться благодаря наличию секций в сопротивлении R , играющем роль потенциометра. Про-

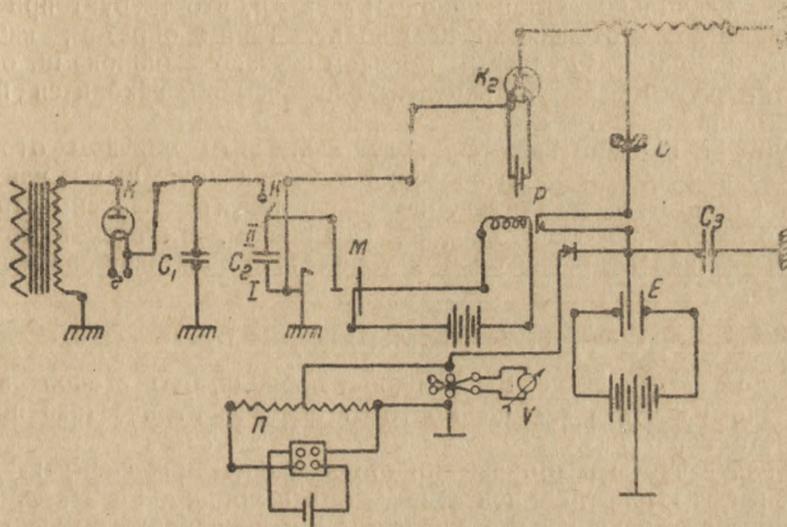


Рис. 2

должительность импульса напряжения, прикладываемого к образцу O , пропорциональна величине емкости C_2 , потенциалу V_0 и обратно пропорциональна току насыщения I_n кенотрона K_2 . Реле P , приводимое в действие тем же маятником M , служило для отъединения электрометра от образца спустя некоторое время τ после подачи на образец напряжения. Этот промежуток времени должен быть заведомо больше Θ , но в то же время он должен быть настолько мал, чтобы утечка заряда с электрометра за время $\tau - \Theta$ была достаточно малой.

Но так как скорость утечки пропорциональна проводимости образца, то при переходе к более высоким температурам или к образцам с большим содержанием металлических окислов приходилось увеличивать емкость C_2 так, чтобы количество стекающего за время $\tau - \Theta$ электричества было попрежнему достаточно малым.

Для получения правильных результатов нужно, чтобы на образце во время измерения было одно и то же напряжение, для чего сила тока, текущая через сопротивление R , должна оставаться постоянной. Это будет иметь место до тех пор, пока падение напряжения на кенотроне больше или равно напряжению, соответствующему току насыщения. Это напряжение для нашего кенотрона равнялось 500 вольтам, а сила тока насыщения $I_n = 0,1$ ампера. Поэтому напряжение на образце будет оставаться неизменным до тех пор, пока потенциал на конденсаторе C_2 не

уменьшится до $I_n R + 500$; при этом конденсатор отдает количество электричества, равное $Q = C_2 (V_0 - I_n R - 500)$. Остальное количество электричества, запасенное в конденсаторе и равное $Q_2 = C_2 (I_n R + 500)$, будет отдано им при силе тока, меньшей I_n .

При наших параметрах ($I_n = 0,1$ А; $R = 30000$ Ω; $V_0 = 10000$ В) $Q_1 = C_2 \cdot 6500$ и $Q_2 = C_2 \cdot 3500$. Следовательно, Q_1 составляет 65% общего количества электричества, запасенного в конденсаторе.

Для увеличения Q_1 можно было бы увеличить V_0 , однако при переходе к напряжениям, большим 10000 В, начиналось искрение в различных местах установки и стабильность работы электрометра нарушалась. Точно также мы не можем уменьшить и произведение $I_n R$, так как, в отличие от полупроводников, где для изучения эффекта Пуля достаточно напряжения в 1000 В, при изучении стекол мы должны работать при полях порядка нескольких сотен киловольт на см, что требует при толщине образца в 0,1 мм от 3000 до 4000 вольт. Таким образом, измерение проводимости стекол импульсным методом связано с ошибками, обусловленными тем, что образец только половину времени находится под неизменным напряжением.

Эти ошибки, как нам кажется, могут серьезным образом отразиться на величине проводимости, на значении коэффициента α , но вряд ли они могут как-нибудь изменить монотонный характер зависимости коэффициента α от температуры; нас же, в основном, интересует появление перегибов, скачков и других особых точек на кривой, изображающей эту зависимость.

§ 3. Результаты измерений

Как было указано выше, мы измеряли проводимость стекол различного химического состава в зависимости от силы электрического поля при различных температурах.

Мы имели в своем распоряжении стекла следующих систем: калиево-кремнеземные, натриево-борнокремнеземные и борно-натриевые.

На основании большого материала мы можем утверждать, что характер зависимости проводимости от силы поля у стекол различного химического состава один и тот же. Именно, примерно до $100 \frac{\text{kV}}{\text{см}}$ сохраняется закон Ома, свыше $100 \frac{\text{kV}}{\text{см}}$ имеет место пулевская зависимость. В

некоторых случаях нами наблюдалась зависимость проводимости от силы поля и при слабых полях, часто даже более резкая, чем в сильных полях. Однако причиной этого эффекта является появление плохо проводящих слоев на поверхности стекла. Обычно путем шлифования поверхности и пересеребрения электродов нам удавалось добиться нормального хода проводимости при изменении силы поля и у этих образцов.

Перейдем теперь к вопросу о зависимости пулевского коэффициента α от температуры.

На рис. 3 приведены результаты измерений с калиево-кремнеземными стеклами различных составов. Первый состав стекол с содержанием K_2O 23% нам удалось промерить при температурах от 70° до 170°C. При более низких температурах токи, текущие через образцы, оказались слишком малыми и мы не смогли их измерять; при температурах выше 170°C токи были слишком большими и можно было опасаться нагрева образца током. По этой же причине следующие два состава стекол с 27% и 30% K_2O , обладающие большей проводимостью, мы смогли измерить только до 130°C.

Рассматривая кривые, приведенные на рис. 3, мы видим, что для всех трех составов получился максимум примерно при одной и той же температуре. Небольшой разброс в 10° во всяком случае не связан с изменением состава стекол. Таким образом, из этих данных можно сделать

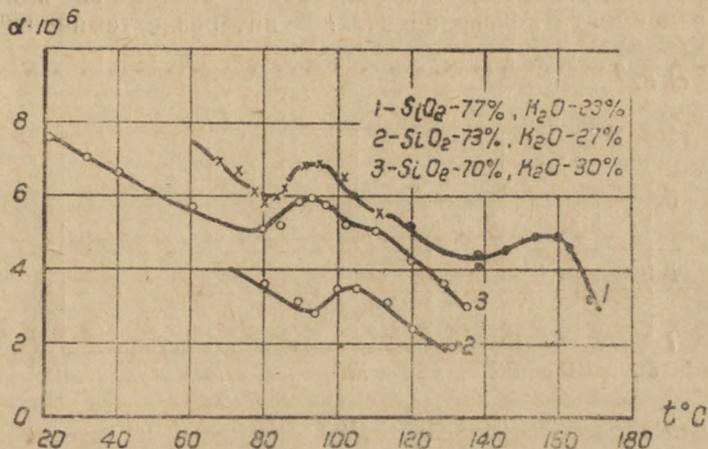


Рис. 3

вывод, что положение максимума при 100° не смещается при изменении содержания окиси металла.

Помимо этого низкотемпературного максимума на кривой 1 имеется еще максимум при 160°C . Так как по указанным выше причинам мы не могли провести измерения образцов с большим содержанием K_2O при температурах, превышающих 130°C , то вопрос о существовании второго максимума у этих стекол остался открытым. Помимо этих стекол, не прошедших никакой специальной тепловой обработки, в нашем распоряжении имелся ряд образцов, подвергавшихся определенному отжигу. В табл. 1 приводятся данные, характеризующие состав образцов и их тепловую обработку.

Таблица 1

№ образца	Состав в %		Прогрев
	SiO_2	K_2O	
1	85	15	850° 72 часа
2	73	27	620° 03 часа
3	73	27	620° 963 часа

У этих образцов была также промерена зависимость проводимости от силы поля при различных температурах.

На рис. 4 приведены кривые, иллюстрирующие получившуюся температурную зависимость коэффициента α (цифры при кривых отвечают номерам образцов, приведенным в табл. 1). Из этих данных видно, что положение низкотемпературного максимума при тепловой обработке смещается градусов на $10-20$ в сторону более высоких температур и начинает совпадать с температурой превращения $\gamma \rightarrow \beta$ кристаллического тридимита (117°C). Существенным также является то обстоятельство, что у образца № 1 ($\text{K}_2\text{O} - 15\%$) нами обнаружен второй максимум при 160° , сов-

падающий со вторым максимумом, получившимся у образца, содержащего 23% K_2O (рис. 3, кривая 1). Поэтому можно считать, что положение второго максимума также не зависит от содержания K_2O .

Таким образом, для калиево-кремнеземных стекол на кривых температурной зависимости коэффициента α в интервале температур от 20 до

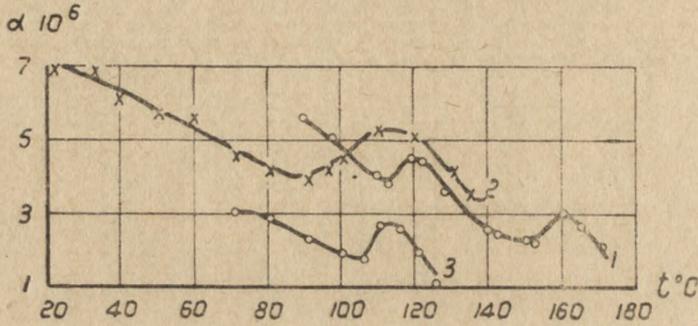


Рис. 4

170°C получаются два максимума при 90—110° и при 160°C. Положение этих максимумов не зависит от содержания в стеклах окиси калия и смещается в сторону более высоких температур при длительном прогреве образцов при высоких температурах.

Перейдем теперь к борно-кремнеземным стеклам. На рис. 5 приведены получившиеся зависимости коэффициента α от температуры для сте-

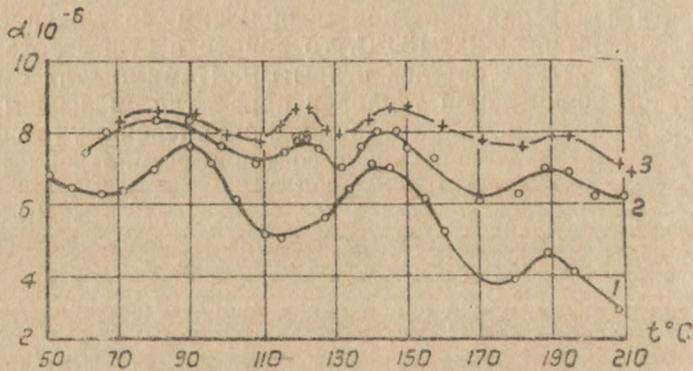


Рис. 5

кол этой системы. Цифры у кривых обозначают номера стекол, составы которых приведены в табл. 2.

Таблица 2

№ стекла	Содержание в %		
	SiO_2	B_2O_3	Na_2O
1	62,5	25,0	12,5
2	50,0	37,5	12,5
3	37,0	50,5	12,5

Таким образом, мы имели в своем распоряжении систему, в которой постепенно борный ангидрид заменяет собой кремнезем. Из рисунка видно, что на всех кривых наблюдаются максимумы при 80—90°, при 140° и при 190°. Максимум при 120° наблюдается только у стекол с большим

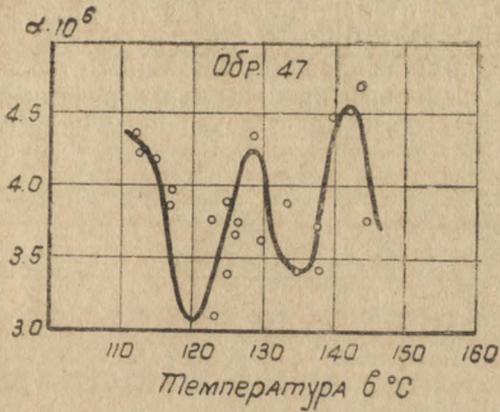


Рис. 6

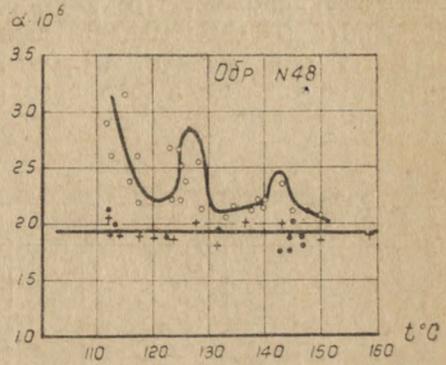


Рис. 7

содержанием борного ангидрида; у стекла, содержащего 25% B_2O_3 , этот максимум не проявляется.

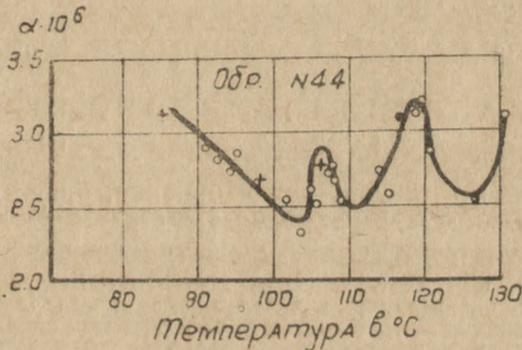


Рис. 8

Важно также отметить, что величина первых трех максимумов значительно уменьшается при переходе к стеклам с меньшим содержанием

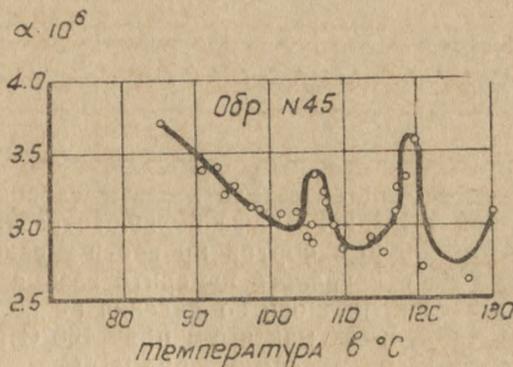


Рис. 9

SiO₂. Эти обстоятельства позволяют нам связать максимумы при 90°, 145° и 190° с превращениями, происходящими в кремнеземе, в то время как максимум при 120° приписать превращению, испытываемому борной основой стекла.

Из приведенных кривых можно также видеть, что положения всех максимумов не смещаются при переходе от одного состава к другому. К этому добавим, что „кремнезёмные“ максимумы мало отличаются от тех, которые наблюдались нами в двойных калиево-кремнезёмных стеклах. На этом основании мы считаем, что свободный кремнезём и борная основа представляют в стекле группы, слабо взаимодействующие между собой, в противном случае изменение концентрации кремнезёма и борного

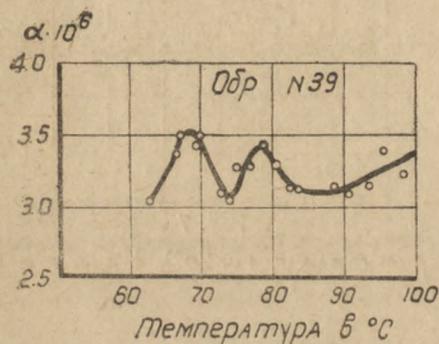


Рис. 10

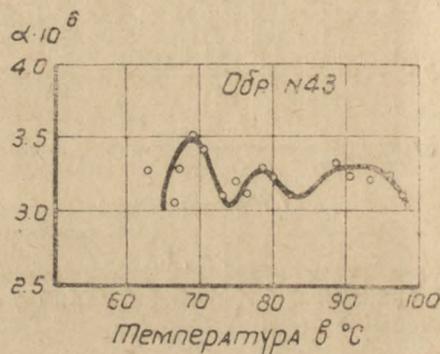


Рис. 11

ангидрида должно было бы сказаться на температурах превращения кремнезёма.

Переходим теперь к результатам измерений, проведенных с натриево-борными стеклами.

В табл. 3 приводятся составы измеренных нами образцов стекла, а на рис. 6—11 кривые зависимости для этих стекол коэффициента α от температуры. И здесь мы встречаемся с аномалиями в ходе кривых, причем

Таблица 3

№№ образцов	Содержание	
	B ₂ O ₃	Na ₂ O
47, 48, 49	84	16
44, 45 и 46	82	18
34, и 43	79	21

для различных образцов одного и того же состава повторяемость результатов довольно хорошая. Однако из-за большого различия в электропроводности образцов различных сортов провести сравнения для всех образцов не удастся. Там, где удалось измерить разные составы в одних температурных интервалах, полного совпадения не получилось. Так, для образцов № 47 и 48 получился максимум при 130°C в то время как у образцов № 44 и 45 имеется максимум при 120°C.

Обращает на себя внимание большой разброс точек на кривых у первых двух образцов (рис. 6 и рис. 7), в то время как у образцов других составов (рис. 8, 9 и 10, 11) точки хорошо ложатся на плавные кривые.

Для того, чтобы объяснить это, надо остановиться подробнее на процессе измерения образцов № 47 и 48. Перед каждым измерением этих образцов сосуды, в которых они находились, откачивались при температуре 130°C, после чего сосуд наполнялся осушенным воздухом, однако в отдельных случаях, когда два измерения следовали одно за другим, вторая откачка, а, следовательно, и предварительное прогревание до 130°C, не производились. Подобный способ приводил, по существу, к отсутствию контроля за тем, как производились измерения при данной температуре — в условиях возрастающей или убывающей температуры.

Благодаря этому, при наличии последствия, аналогично тому, что наблюдалось в отношении объема у метана [8], могло получиться разветвление кривой, принимаемое нами за разброс точек.

Поэтому мы решили провести опыты так: свежий образец, смонтированный в приборе, подвергнуть вначале интенсивной осушке под вакуумом, а после этого измерения при всех температурах приводить, нагревая образец от комнатной температуры.

Первые же опыты, проведенные при наличии первоначального интенсивного прогревания образца в вакууме, привели нас к неожиданному результату. Оказалось, что у образца № 48, прогретого в вакууме при

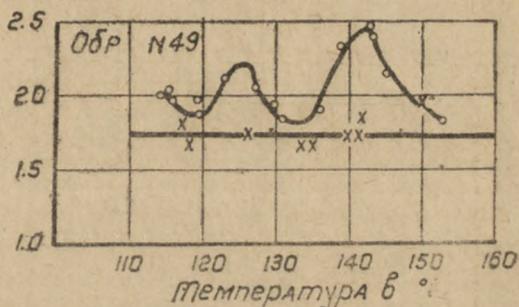


Рис. 12

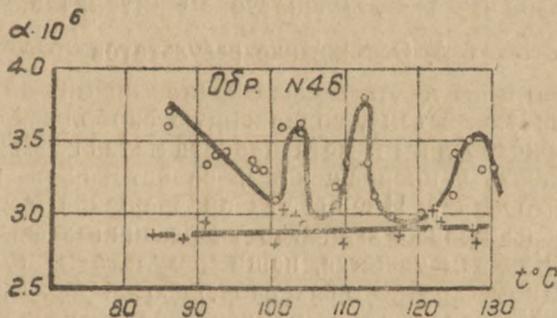


Рис. 13

140—150° в течение 15 часов, зависимость α от температуры исчезает (крестики на рис. 7). Подобные же результаты получены и с образцом № 49. На рис. 12 кружки показывают изменение коэффициента α , когда образец предварительно был прогрет в вакууме при $t=130^\circ$ в течение 30 минут, крестики обозначают ход изменения α у того же образца, но прогретого в вакууме при 140—150° в течение 15 часов. Подобные результаты получают и со стеклами других составов (рис. 13 и 14). Однако с увеличением содержания Na_2O этот эффект достигается все труднее. Образец № 43 пришлось прогревать уже при 180—200° в течение 15 часов, чтобы исчезли максимумы и минимумы. С этой точки зрения становится понятным большой разброс точек у образцов с малым содержанием

ем Na_2O , где, в зависимости от условий прогревания и откачки образцов перед их измерением, могут получаться совершенно различные значения коэффициента α .

Из этих результатов мы делаем вывод, что в борных стеклах наличие максимумов на кривых зависимости коэффициента α от температуры обусловлено наличием воды в этих стеклах.

В этом случае часть аномалий, наблюдающихся в борном стекле, может быть объяснена как превращения, происходящие в борной кислоте.

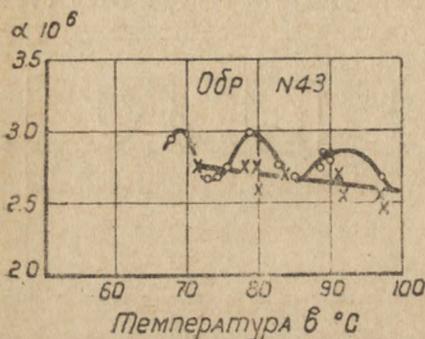


Рис. 14

Наличие этой кислоты в борных стеклах легко констатируется с помощью известной реакции с метиловым спиртом и капельками серной кислоты [9]. По нашим опытам яркость характерного зеленого пламени, получающегося при этом, больше в стеклах с большим содержанием B_2O_3 .

Борная кислота H_3BO_3 , как известно, при 100°C переходит в метаборную (HBO_2), а затем при 140°C в тетраборную ($\text{H}_2\text{B}_4\text{O}_7$). Для обратимости процесса превращения нужно только, чтобы теряемая при этих переходах вода оставалась в стекле

и могла бы вновь поглощаться при понижении температуры.

Наконец, возможно наличие в стеклах и различных полиборных кислот, которые быть может также испытывают определенные превращения.

При откачке воды из стекла кислоты переходят необратимым образом в борный ангидрид, который, судя по нашим данным, не имеет превращений в исследованном нами температурном интервале.

§ 4. Обсуждение результатов

Согласно взглядам А. А. Леоедева, двойное кремнеземное стекло представляет гетерогенную систему, содержащую свободный кремнезем в виде тридимита и кристобалита и метасиликата металла. Кремнезем в стекле сохраняет способность к превращениям, свойственным кристаллическому тридимиту и кристобалиту. Именно эти превращения и вызывают появление особых точек на кривых зависимости различных физических свойств от температуры. Как нам кажется, наши результаты подтверждают эти взгляды. Температуры, при которых наблюдаются максимумы на кривых зависимости α от T , совпадают с температурами превращения $\gamma \rightarrow \beta$ и $\beta \rightarrow \alpha$ тридимита. Это совпадение становится полным у образцов, подвергнутых интенсивному прогреву, что, вероятно, связано с укрупнением кремнеземных областей, в связи с чем их свойства все более приближаются к кристаллическому кремнезему.

Подобное же гетерогенное строение наблюдается, по видимому, и у тройных борно-кремнеземных стекол.

Исходя из того, что положение максимумов на кривых температурной зависимости коэффициента α не изменяется при замене кремнезема борной основой мы должны заключить, что кремнезем и в тройных борно-кремнеземных стеклах сохраняет некоторую обособленность. Однако температуры, соответствующие этим максимумам, в тройных стеклах несколько смещены в сторону низких температур по сравнению с двойными стеклами. Это указывает на наличие некоторой связи, хотя и слабой, между кремнеземной и борной основами.

Результаты, полученные с двойными борными стеклами, привели нас к убеждению, что строение этих стекол, в основных чертах, напоминает строение кремнеземных стекол.

Они также представляют систему, содержащую свободную борную кислоту (или борный ангидрид, если удалить воду из стекла) и бораты металла.

Борная кислота сохраняет способность к превращениям аналогично обычной кристаллической борной кислоте.

При интенсивном обезвоживании борных стекол (путем прогрева и откачки) свободная борная кислота переходит в борный ангидрид и превращения в борных стеклах уже больше не имеют места.

Лаборатория физики диэлектриков
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Лебедев, Труды ГОИ, 2, 57, 1921.
2. Н. А. Тудоровская, Изв. АН СССР (отдел. техн. наук), 4, 107, 938
3. А. А. Лебедев, ОМЕН, 3, 381, 1937; Изв. АН СССР, 4, 584, 1940
4. Гюи и Васильева, Arch. d. Sc. phys. et nat. Geneve, 37, 301, 1914.
5. Turner a. Winks, Journ. Soc. Glass. Techn., 14, 84, 1930.
6. А. М. Вендерович и В. И. Черных, ЖТФ, 18, 317, 1948.
7. А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе, ЖЭТФ, 9, 1428, 1939.
8. Justi u. Laue, Phys. Zs., 35, 945, 1934.
9. Некрасов, Курс общей химии, II, ГОНТИ, 550, 1939

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И АТОМОВ ЛИТИЯ В ПЛАЗМЕ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА

В. В. Коханенко

По расширению линии лития 4132 \AA найдено, что концентрация электронов в плазме искрового разряда того же порядка, что и в дуговом. Из этого сделан вывод, что линия 4132 \AA возбуждается в конце цуга колебаний в условиях, близких к условиям возбуждения в дуговом разряде. Из значений температуры и средней степени ионизации найдена концентрация паров лития в разрядном промежутке.

Некоторые спектральные линии, преимущественно исходящие с D уровней, сильно расширяются в искровом и дуговом разрядах под влиянием поля электронов плазмы.

Исследование этого расширения дает возможность определить напряженность поля и среднюю степень ионизации в разрядном промежутке.

Подобные исследования для угольной дуги были проведены Даниловой по расширению линии лития 4132 \AA [1] и Хлебниковой по линиям бальмеровской серии водорода [2].

Знание степени ионизации и температуры при введении легко ионизируемого элемента позволяет определить абсолютное значение концентрации его паров в разрядном промежутке [3].

В настоящей работе исследовано состояние ионизации в плазме искрового разряда по расширению линии лития 4132 \AA , а также проведена оценка концентрации паров лития в разрядном промежутке.

Методика и результаты. В работе использовался искровой генератор НИИФ МГУ с трансформатором 220—10000 вольт, конденсатором в 0,07 микрофарады, высоковольтной катушкой самоиндукции $L = 2 \cdot 10^{-5}$ генри. Сила тока в первичной сети трансформатора поддерживалась равной 2,5 А. Длина искрового промежутка была 3 мм. Искра зажигалась между угольными электродами диаметром в 5 мм, в которых просверливались отверстия диаметром 3 мм и глубиной 5 мм для закладки исследуемой смеси. Последняя состояла из 10% LiCO_3 , определенного процента K_2CO_3 , Na_2CO_3 или ZnSO_4 (от 10 до 90%). Дополнение до 100% давал угольный порошок.

Искра фотографировалась стеклянным спектрографом с дисперсией в области 4100 \AA порядка 16 \AA/мм . Ширина щели спектрографа равнялась 0,02 мм. В полученных спектрах линия лития 4132 \AA фотометрировалась на микрофотометре. По ширине линии делалось 20—25 измерений и строился контур.

В результате измерений оказалось, что в наших условиях полуширина линии имеет порядок нескольких \AA и очень мало зависит от вещества, вводимого в электроды.

Расчет по формуле:

$$\Delta\nu = \sqrt{2} \pi^{-1} c^{-1} A^{2/3} (RT)^{1/6} \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right)^{1/6} N, \quad (1)$$

где A — постоянная квадратичного эффекта Штарка [1] — дает концентрацию электронов $N = 2,5 \cdot 10^{15}$ в 1 см^3 ; отсюда результирующая степень ионизации $\bar{x} = 1 \cdot 10^{-3}$. Эти значения соответствуют условиям ионизации в дуге и много меньше степени ионизации, ожидаемой в искре.

Обсуждение результатов. В искровом разряде возбуждение спектральных линий имеет термический характер и происходит в колебательной стадии разряда. Падение плотности тока к концу дуга обуславливает и падение температуры, которая связана линейной зависимостью с плотностью тока, как это показано Соболевым [4]. Так как каждому электронному уровню соответствует определенная температура наибольшего возбуждения, то становится ясным, что опыты с измерением расширения спектральной линии дают плотность электронов в какой то определенный момент дуга, соответствующий этой оптимальной температуре.

Уравнение, дающее зависимость интенсивности спектральной линии от температуры, имеет вид

$$I = Agh\nu \frac{W}{1 - \delta} e^{-\frac{E}{kT}}, \quad (2)$$

где A — вероятность испускания рассматриваемой линии, g — статистический вес возбужденного состояния, ν — частота излучаемой линии, E — потенциал возбуждения ее, δ — функция от степени ионизации. Ее можно определить по формуле Саха:

$$\lg \delta = 2,5 \lg T - \frac{5039}{T} \nu_i - 6,5 - \lg \frac{\bar{x}}{1 + \bar{x}}. \quad (3)$$

Расчет для линии Li 4132 Å дает температуру максимального возбуждения около 4500° . Результирующая степень ионизации в расчете взята из эксперимента $\bar{x} = 1 \cdot 10^{-3}$, ν_i для лития равно 5,4 eV, $E = 4,8$ eV для линии 4132 Å.

Температура 4500° в искровом промежутке имеет место в конце дуга, следовательно, исследуемая линия возбуждается в условиях, подобных условиям возбуждения в плазме дуги.

Используя полученные степени ионизации и оптимальную температуру возбуждения, мы сделали оценку концентрации паров лития в разряде.

Если в нашем случае рассматривать газ, как состоящий из двух компонент: пара лития с концентрацией n_1 и остальных компонент, рассматриваемых как однородный газ, с концентрацией n_2 , то результирующая

$$\text{степень ионизации } \bar{x} = \frac{n_1 x_1 + n_2 x_2}{n_1 + n_2}.$$

Если $n_1 \ll n_2$ и $k = \frac{n_2}{n_1} \gg 1$, то

$$\bar{x} = \frac{x_1}{k}; \quad (4)$$

$k = \frac{x_1}{\bar{x}}$, откуда

$$n_1 = \frac{n_2}{k}. \quad (5)$$

При этом принято, что ионизационный потенциал всех компонент дугового газа значительно выше V_i для Li, так что $x_2 \ll x_1$. Степень ионизации лития при $T = 4500^\circ$, вычисленная по формуле (3), $x_1 = 0,3$. Расчет по формуле (5) дает для концентрации паров лития значение $n_1 = 5,5 \cdot 10^{15}$ в $см^3$. По порядку величины это значение совпадает со значениями концентрации, вычисленными из измерений поглощения [5].

Выводы. В результате исследования установлено, что 1) измерение концентрации электронов в плазме искрового разряда по расширению спектральной линии дает значение концентрации в определенный момент цуга, который обуславливается оптимальной температурой возбуждения. 2) По расширению спектральной линии элемента, вводимого в электроды, и температуре максимального возбуждения ее можно найти концентрацию паров данного элемента в разряде.

Работа выполнена под руководством проф. Н. А. Прилежаевой.

Лаборатория спектроскопии
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилова, Изв. АН. СССР, сер. физ. 9, 252, 1947.
2. Хлебникова, Журн. оптико-механ. промышл., 1, 8, 1946.
3. Прилежаева, Труды СФТИ, настоящий выпуск.
4. Соболев, ЖЭТФ, 13, 5, 1943.
5. Сычев, Труды СФТИ, настоящий выпуск.

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВНОСТИ НЕКОТОРЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КАТАЛИЗАТОРОВ

И. Н. Коханенко

В работе исследовалось явление значительного понижения температуры на поверхности катализаторов при эндотермических гетерогенных процессах. Даны два возможных объяснения явления. Предложен простой метод определения температур, при которых катализатор активен.

§ 1. Введение

При изучении некоторых эндотермических гетерогенных процессов мы столкнулись с фактами, указывавшими на возможность значительного понижения температуры на поверхности катализатора во время его работы. Так как прямых методов изучения состояния поверхности катализатора в процессе протекания реакции нет, то мы решили исследовать особенности наблюдавшихся явлений.

§ 2. Установка и условия опытов

Реакционной трубкой служила кварцевая или фарфоровая трубка диаметром около 2 см, нагреваемая на коротком участке (15 см) электрической печью. На дне нагреваемого участка лежал слой катализатора. Исследуемое вещество находилось в ловушке перед трубкой и его пары протягивались через трубку вакуумным масляным насосом.

Температура катализатора определялась термопарой, расположенной у наружной стенки трубки, но проградуированной так, что ее показания соответствовали температуре внутренней стенки. Температура выходящего из печи газа определялась термопарой, введенной через пробку внутрь трубки, спай ее не касался стенок трубки и находился на расстоянии 5 см от конца печи. Давление входящих в трубку паров контролировалось по ртутному манометру. Перед насосом имелась приемная ловушка, охлаждаемая жидким воздухом.

Опыты производились следующим образом. Устанавливалась определенная температура катализатора, затем поворотом крана, при непрерывной откачке, давление поступающих в трубку паров доводилось до определенной величины (в пределах от 3 до 10 мм) и измерялась температура выходящего из печи газа. Кран закрывался, устанавливалась более высокая температура катализатора и опыт повторялся при том же давлении. По полученным измерениям строилась „температурная кривая“ в координатах: температура катализатора—температура газа. Все точки кривой должны быть сняты при одном и том же давлении поступающих паров, так как температура газа, как показали опыты, линейно зависит от давления.

§ 3. Результаты опытов

1. Опыты без катализатора. Полученные при протягивании паров различных органических соединений через пустую нагретую трубку температурные кривые имели плавный ход, близкий к прямолинейному при низких температурах трубки.

2. Дегидрогенизация этилового спирта в присутствии меди. Катализатор приготовлялся из окиси меди. Восстановленная медь имела красный цвет. Полученные температурные кривые имели характерный вид (рис. 1, кривая 1). До начала реакции температура прошедших над катализатором паров спирта быстро увеличивается с ростом температуры катализатора. Около 200° кривые делают излом в сторону более низких температур выходящего газа. Было приготовлено несколько медных катализаторов, во всех случаях кривые имели одинаковый вид. Параллельно проводился качественный и количественный химический анализ продуктов реакции на содержание уксусного альдегида, главного продукта реакции в данных условиях. Анализ показал, что перелом кривых действительно соответствует началу реакции.

Количество прореагировавшего спирта при оптимальных условиях не превышало 1,5—3%, что естественно, если принять во внимание низкое давление паров и скорость протягивания.

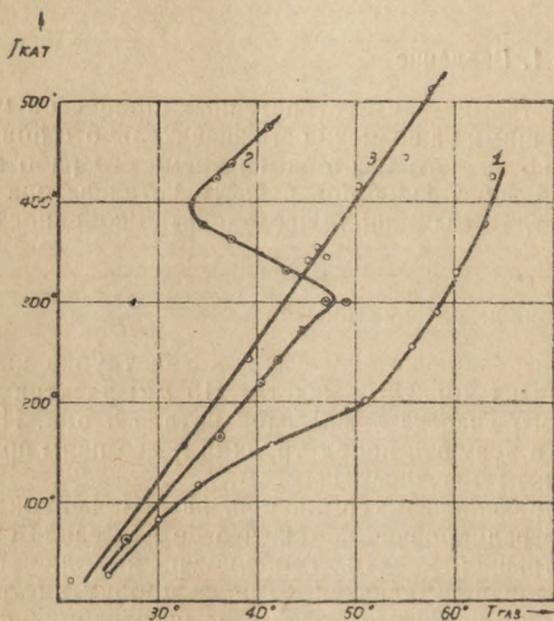


Рис. 1

3. Дегидрогенизация этилового спирта и распад ацетона в присутствии никеля. Активный никель приготовлялся обычным путем из азотнокислой соли. Как при дегидрогенизации спирта, так и при распаде ацетона, полученные температурные кривые делают еще более резко выраженный перелом, чем в случае меди, однако, при более высоких температурах (300°), и затем идут в обратную сторону, т. е., чем более нагрета реакционная трубка, тем более охлажденный выходит из нее газ (рис. 1, кривая 2). При высоких температурах кривые делают второй перелом. Если вслед-

ствие перегрева катализатор не потерял своей активности, то при охлаждении его кривые повторяют свой ход в обратном направлении, т. е., в рабочем интервале температур катализатора, чем более охлаждается реакционная трубка, тем более нагретый выходит из нее газ. Параллельных химических анализов проведено не было.

4. Влияние перегрева и отравления катализатора. Влияние перегрева катализатора и падения его активности при продолжительном использовании проявляется в том, что перелом кривых наступает при более высокой температуре катализатора, чем в случае свежеприготовленного активного катализатора. Кривые становятся более плоскими и менее сдвинутыми по оси температуры газа. Характерно, что при низких температурах, при которых реакция еще не катализируется, пары спирта и ацетона, прошедшие над активным катализатором, всегда нагреваются несколько сильнее, чем в случае неактивного катализатора.

Интересно было проследить влияние отравления катализатора каким-либо типичным каталитическим ядом. С этой целью снималась температур-

ная кривая ацетона над активным никелем и затем никель отравлялся сероводородом, впускаемым в горячую реакционную трубку. Через несколько минут установка тщательно откачивалась и после охлаждения катализатора снималась новая температурная кривая. Так как вся операция отравления заключалась только во впуске сероводорода в установку, то все условия предыдущего опыта сохранялись полностью—точно та же поверхность катализатора, такое же расположение его кусков и т. д. Действие отравления отчетливо сказывалось на ходе температурных кривых. Снятые после отравления кривые не имели никакого излома. На рис. 1, как пример, приведены две таких кривых—кривая 2 снята до отравления катализатора, кривая 3—после отравления.

§ 4. Выводы

Приведенные опыты указывают на связь между состоянием активности катализатора и температурой газовой смеси в зоне реакции. Наблюдаемый эффект понижения температуры газов с наступлением и развитием реакции может быть обусловлен рядом факторов, из которых, в первую очередь, надо указать на следующие: в исследованных нами реакциях дегидрогенизации получающиеся продукты, как более простые по своему молекулярному составу, обладают меньшей теплопроводностью и меньшей теплоемкостью. Поэтому с началом реакции общая теплопроводность смеси и ее теплоотдача должны падать. Этот эффект должен сильнее сказаться в случае никелевого катализатора, дающего для ацетона более простые продукты реакции (CH_4 , CO , H_2), чем медный для этилового спирта ($\text{C}_2\text{H}_5\text{CHO}$). Это соответствует наблюдаемому нами более резкому излому температурных кривых в случае никеля.

Кроме того, возможно охлаждение поверхности катализатора в результате протекающих на нем эндотермических процессов. Благодаря рыхлой структуре частиц катализатора это охлаждение может полностью не компенсироваться притоком тепла от стенок трубки. В результате на наиболее активных участках поверхности катализатора должна установиться более низкая температура, что приведет к понижению температуры отходящих газов. Этот эффект должен быть тем сильнее, чем более дисперсную структуру имеет катализатор и чем ниже теплопроводность его кристаллической решетки. В нашем случае этого снова следует ожидать для никеля, как обладающего значительно более низким коэффициентом теплопроводности, чем медь (соответственно 0,14 и 0,92 кал/см сек град).

На основании имеющихся данных нет возможности решить, какой из указанных факторов имеет решающее значение. Однако самая возможность таких значительных изменений температуры при гетерогенных процессах имеет значительный интерес.

Снятие „температурных кривых“ может быть полезным при количественном изучении активности катализаторов. Установка проста, работа на ней также крайне проста, время, необходимое для снятия кривой,—3,5—4 часа.

Работа выполнена под руководством проф. Н. А. Прилежаевой.

ПОЯВЛЕНИЕ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЙ ЛИТИЯ В ПЛАЗМЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

В. И. Данилова

В работе поставлен вопрос о возможности усиления некоторых спектральных линий в электрическом поле. Попытка использовать для этой цели переменное поле плазмы сделана впервые. Полученные результаты показывают, что, повидимому, переменное микрополе плазмы оказывает на электронные уровни такое же действие, как и постоянное внешнее поле. К сожалению, условия существования дуги таковы, что плотность тока, а следовательно, и напряженность поля плазмы удалось менять только от 18 до 52 kV/cm . В этих пределах установлена квадратичная зависимость интенсивности линий серии $2P-nP$ от напряженности поля. Полученные результаты имеют принципиальный и практический интерес.

§ 1. Введение

Запрещенные линии Li серии $2P-nP$ были впервые открыты в плазме дугового разряда Штарком (1). Штарк подтвердил предположение об уменьшении интенсивности запрещенных линий с ростом сериального номера линии. Например, линия $\lambda = 3923 \text{ \AA}$ с уровня $6P$ менее интенсивна, чем линия $\lambda = 4636 \text{ \AA}$ с уровня $4P$. Наблюдаемые им линии были расширены и отненены в длинноволновую сторону. Изменения относительной интенсивности линий Li серии $2P-nP$ в зависимости от температуры дуги изучал Сиксна [2] с увеличением температуры дуги от 3700° абс. до 5200° абс. Сиксна показал, что наблюдается тенденция к увеличению относительной интенсивности для линии $\lambda = 4148 \text{ \AA}$ почти в 2 раза.

Исследованием изменения относительной интенсивности запрещенных линий He в постоянном поле занимались Ганзен, Такамина и Вернер. Они показали, что относительная интенсивность изменяется прямо [1] пропорционально квадрату напряженности поля. Исследованием же изменения относительной интенсивности запрещенных линий Li в зависимости от напряженности межмолекулярного переменного поля никто ни занимался. Однако этот вопрос представляет большой теоретический и практический интерес.

Весьма интересным в теоретическом отношении оказывается выяснить характер зависимости относительной интенсивности запрещенных линий от напряженности межмолекулярного переменного поля, так как это позволит установить механизм воздействия поля на электронные оболочки атомов. В практическом отношении изучение этого вопроса интересно будет в том случае, если удастся в самом деле увеличить интенсивность линий в зависимости от напряженности поля, — тогда спектроскописты получат новое средство усиления некоторых спектральных линий.

Исследованию изменения относительной интенсивности запрещенных линий Li серии $2P-nP$ в зависимости от напряженности межмолекулярного поля в плазме дугового разряда и посвящена настоящая работа.

§ 2. Методика исследования

Так как целью нашего исследования являлось изучение изменения относительной интенсивности запрещенных линий атома Li при изменении напряженности поля, то мы должны были создать условия, при которых напряженность поля изменялась бы в широких пределах. Известно, что в угольной дуге, горящей при атмосферном давлении с добавкой солей щелочных металлов, можно изменять напряженность поля в широких пределах.

Из известного соотношения

$$J = be EN \quad (1)$$

видно, что плотность тока пропорциональна концентрации электронов. Плотность тока J пропорциональна силе тока I . Следовательно, меняя силу тока I , можно ожидать изменения концентрации электронов N и, следовательно, напряженности поля E , как это видно из формулы Энгеля и Штеенбека

$$E = 20 e N^{1/2}. \quad (2)$$

При этом необходимо точно измерять диаметр дугового канала и силу тока, подаваемого на электроды.

В соответствии с вышеизложенными задачами, методика исследования состояла в следующем. Первая часть настоящей работы заключалась в подборе условий, необходимых для появления запрещенных линий Li с длинами волн $\lambda = 6240 \text{ \AA}$, $\lambda = 4636 \text{ \AA}$ и $\lambda = 4148 \text{ \AA}$. После проведения соответствующих опытов оказалось возможным получить снимки, пригодные для фотометрирования, при следующих условиях.

В чистые угольные электроды, в отверстие глубиной в 10 мм и диаметром 6 мм, набивалась соль Li_2CO_3 , или смесь, содержащая 75% Li_2CO_3 , 25% K_2CO_3 , или 25% SiO_2 . Добавка соли K_2CO_3 необходима была для понижения температуры дуги¹⁾, а добавка кремнезема для более равномерного испарения пробы. Эта смесь использовалась для фотографирования при 40 амперах. Опыты проводились при изменении силы тока от 5 до 40 А через каждые 5 А, т. е. при 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 А.

Расстояние между электродами поддерживалось постоянным и равным 6 мм.

Фотографирование производилось с помощью стеклянного спектрографа при экспозиции от 1 до 5 секунд на позитивной и негативной пленках. Экспозиция фиксировалась с помощью фотографического затвора, укрепленного между коллиматорной линзой и призмой.

Фотографирование производилось в тот момент, когда дуга горела устойчиво и амперметр показывал точно соответствующее число ампер. Полученные снимки проявлялись в метолгидрохиноновом проявителе, далее фотометрировались на микрофотометре Мф-1 и обрабатывались обычным способом.

Коэффициент контрастности определялся также обычным способом с помощью марок почернения. Для позитивной пленки коэффициент контрастности оказался равным 0,8, а для негативной — 0,3.

Так как мы определяли относительную интенсивность линий, то в качестве линий сравнения были выбраны разрешенные линии Li $\lambda = 4273 \text{ \AA}$ с сериальным обозначением (2 p — 4 s) с уровня 4,3 eV и линия $\lambda = 4972 \text{ \AA}$

¹⁾ Хорошо известна способность солей Na и K понижать температуру дуги. В нашем случае без добавок соли K_2CO_3 получают отчетливо полосы CN, $\lambda \sim 4200 \text{ \AA}$. Они маскируют линию $\lambda = 4148 \text{ \AA}$.

($2p-3s$) с уровня в 4,7 eV. Интенсивность этих линий, конечно, во много раз больше интенсивности запрещенных линий, поэтому их приходилось ослаблять с помощью набора серых фильтров.

Трудности экспериментального исследования были обусловлены также тем фактом, что запрещенные линии лежат, как правило, на крыльях разрешенных линий из диффузной серии ($2p-nd$), т. е. $\lambda = 4132 \text{ \AA}$ ($2p-3d$), $\lambda = 4603 \text{ \AA}$ ($2p-4d$) и $\lambda = 6103 \text{ \AA}$ ($2p-5d$), которые с повышением силы тока расширяются и маскируют запрещенные линии. Мешал также общий фон, который с повышением силы тока усиливается. Для линий $\lambda = 6240 \text{ \AA}$ и $\lambda = 4636 \text{ \AA}$ использовалась линия сравнения $\lambda = 4972 \text{ \AA}$ и для линии $\lambda = 4148 \text{ \AA}$ — линия $\lambda = 4273 \text{ \AA}$. При этом принималось во внимание приблизительное равенство потенциалов возбуждения основной линии и линии сравнения. Интенсивность фона вычиталась из относительной интенсивности соответствующих линий.

Вторая часть экспериментальной работы была посвящена измерению диаметра положительного столба дуги. Фотографирование снимков производилось при тех же самых условиях, т. е. при тех же силах тока и для тех же смесей, закладываемых в угли. На щель спектрографа проектировалось уменьшенное в 4 раза изображение положительного столба дуги. Фотографирование производилось на изо-ортопластинках с экспозицией 1/25 сек. На полученных и обработанных обычным способом снимках измерялась высота линии $\lambda = 4603 \text{ \AA}$ с помощью измерительного микроскопа. На каждой пластинке фотографировались спектры при 5 А, как эталон интенсивности.

§ 3. Результаты исследования

В результате исследования диаметра дугового канала получены данные, которые приведены в табл. 1 (графа 2) и на рис. 1, где по оси абсцисс отложены значения силы тока в амперах, а по оси ординат—значения диа-

Таблица 1

Сила тока в амперах	r дуги в мм	плотность тока J А/см ²	N. 10^{15} в 1 см ³	E . V/см 10^3	E^2 V/см 10^7	Относительная интенсивность		
						$\frac{6240}{4972}$	$\frac{4636}{4972}$	$\frac{4148}{4273}$
5	1,1	135	0,7	18,0	32,4	24,7	16,5	18,1
10	1,1	260	1,35	36,3	131	64,0	39,5	15,4
20	1,2	453	2,30	52,2	271	129,0	62,5	—
30	1,57	370	1,92	46,2	212	96,0	58,0	—
40	2,14	278	1,58	40,5	162	76,8	49,0	—

метра в мм. Из графика видно, что диаметр положительного столба дуги остается приблизительно постоянным при 5, 10 и 20 А и увеличивается

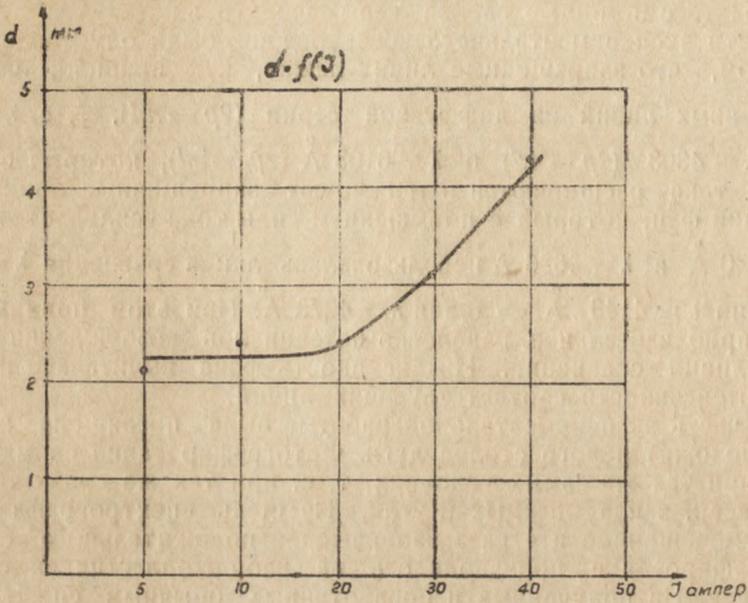


Рис. 1

ся в 1,3 раза при 30 А и в 2 раза при 40 А. Эти результаты согласуются с нашими данными, полученными в работе по исследованию расшире-

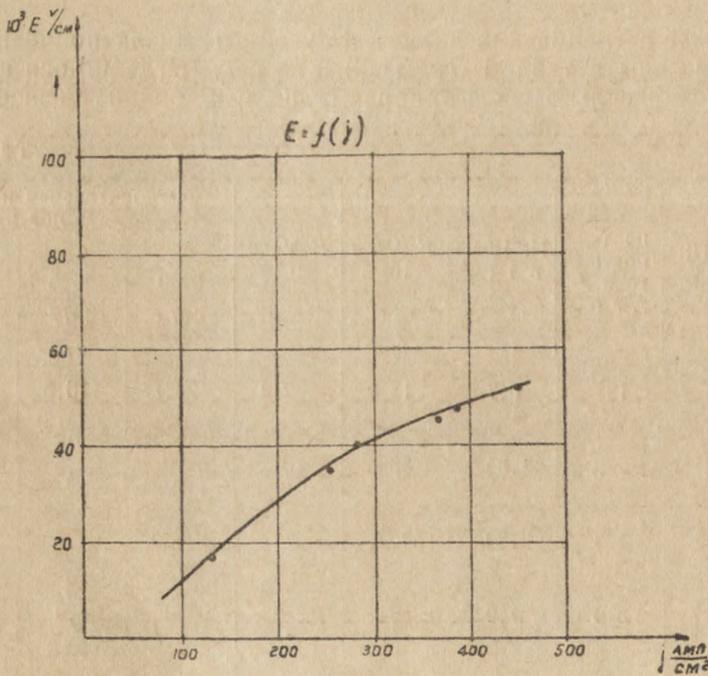


Рис. 2

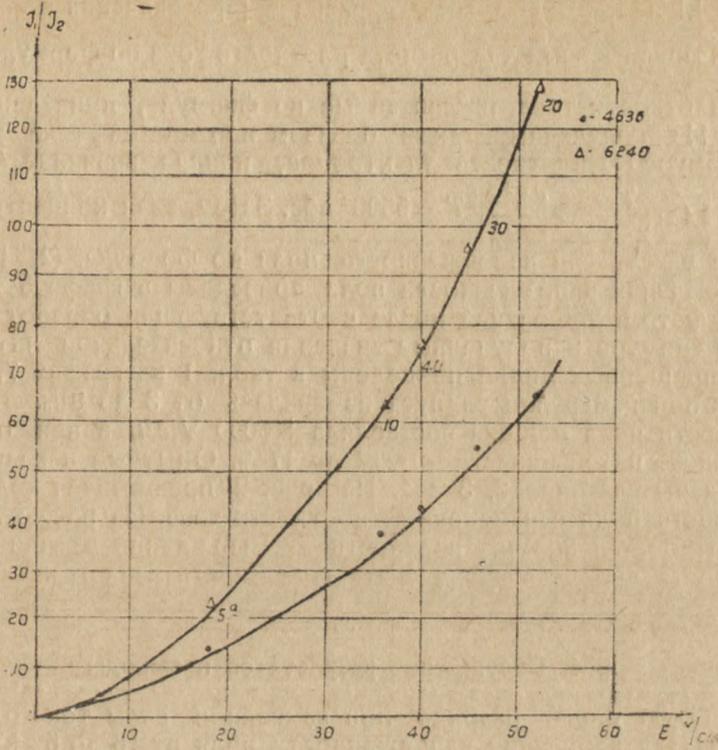


Рис. 3

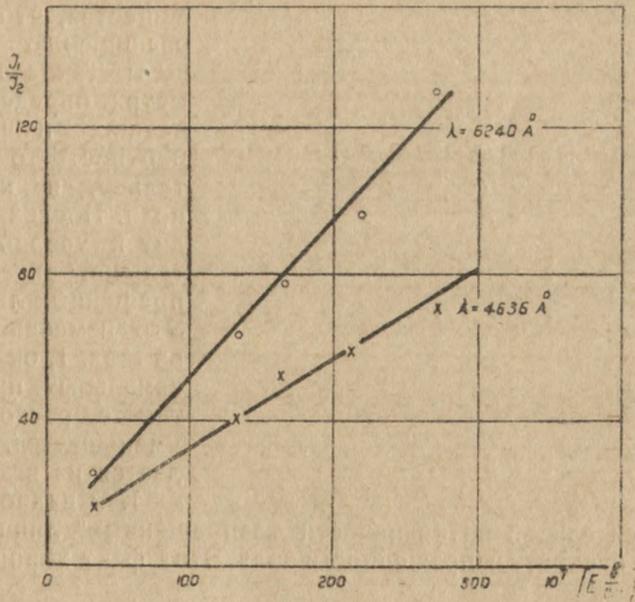


Рис. 4

ния линий Li в плазме дугового разряда [3]. Значения диаметра далее были использованы нами для расчета плотности тока по формуле $J = \frac{I}{\pi r^2}$.

Значения плотности тока, рассчитанные по формуле, приведены в графе 3 табл. 1. Из полученных таким образом плотностей тока рассчитывали по формуле (1) плотность электронов, приняв значение $E = 15 \text{ V/cm}$
 $b = 1,8 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{T}{273}} \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, $T = 5500^\circ$ абс. Затем, зная концентрации электронов, мы рассчитали напряженность поля по формуле (2). Полученные при этом значения напряженности поля приведены в графе 5 табл. 1.

Данные фотометрирования после соответствующей обработки усреднялись из 20 снимков и полученные значения относительной интенсивности для 3-х запрещенных линий приведены в табл. 1 в графах 7, 8 и 9.

Ошибка при измерении радиуса изменялась от 3 до 9%. При расчете напряженности поля ошибка составляла $\pm 6000 \text{ V/cm}$, а при определении относительной интенсивности — от 12 до 17%. Опытные и расчетные данные приведены на рис. 2, 3 и 4. На рис. 2 представлен ход изменения напряженности поля с изменением плотности тока. На рис. 3 дан ход изменения относительной интенсивности 2-х пар линий в зависимости от напряженности поля, и на рис. 4 эта зависимость дана от квадрата напряженности поля.

§ 4. Обсуждение результатов и выводы

В плазме дугового разряда при изменении силы тока от 5 до 20 А можно добиться изменения напряженности поля от 18 до 52 kV/cm. Такое изменение напряженности поля вызвано изменением диаметра положительного столба дугового разряда. Из рис. 1 видно, что диаметр остается приблизительно постоянным и равным 2,2 мм.

Увеличение силы тока до 30-40 ампер вызывает увеличение диаметра в 2 раза. Очевидно, это изменение обусловлено усилением испарения

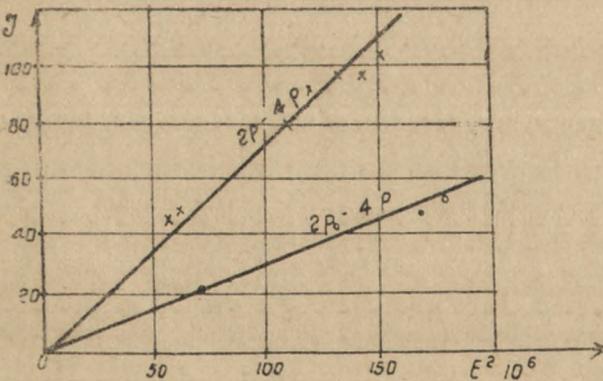


Рис. 5

вещества, что приводит к расширению проводящей зоны. Такое поведение диаметра определяет в дальнейших наших расчетах плотность тока, а следовательно, и напряженность поля. Последняя же приводит к увеличению относительной интенсивности запрещенных линий в 4-5 раз. Это изменение, как видно из табл. 1, оказывается максимальным при 20 А, а затем с ростом силы тока уменьшается. Это наблюдается на всех линиях¹⁾.

Как видно из рис. 4, изменение относительной интенсивности „запрещенных“ линий прямо пропорционально квадрату напряженности поля. Этот факт хорошо согласуется

¹⁾ Для линии $\lambda = 4148 \text{ \AA}$ мы получили только две точки, при остальных силах тока получался сильный сплошной фон.

с опытными данными Вернера и Такамина [1], установившими такую зависимость на линиях гелия в постоянном поле (см. рис. 5 и 6).

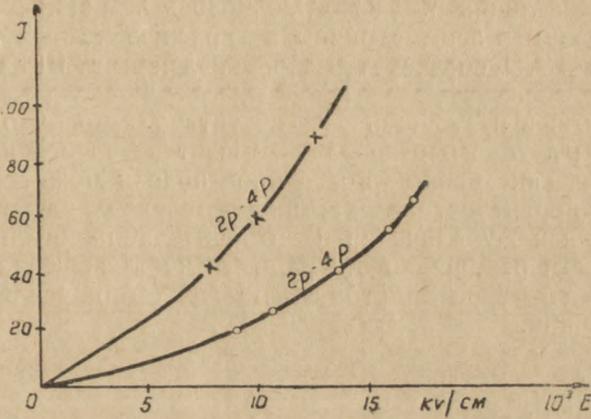


Рис. 6

Из экспериментальных исследований можно сделать также ряд дополнительных выводов:

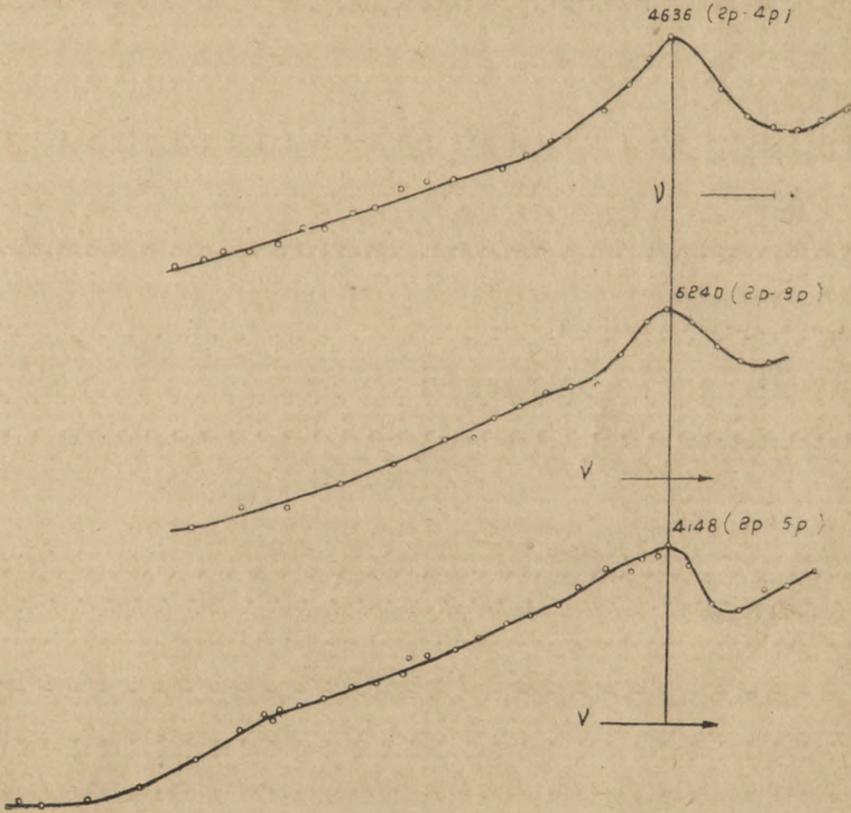


Рис. 7

1. Относительная интенсивность будет наибольшей у линий с более низких квантовых уровней, т. е. у линии $\lambda = 6240 \text{ \AA}$ ($2p - 3d$) и значитель-

но меньшей у линии $\lambda = 4148 \text{ \AA}$ ($2p-5d$). Это согласуется с наблюдениями Штарка [1].

2. Запрещенные линии $\lambda = 6240$, $\lambda = 4636$ и $\lambda = 4148 \text{ \AA}$ имеют различный вид, расширены и асимметричны в красную сторону, как это видно на рис. 7. Это тоже согласуется с наблюдениями Штарка [1] и Сиксна [2].

Таким образом, в настоящей работе установлено, что межмолекулярное поле плазмы дугового разряда оказывает на электронные уровни такое же действие, как внешнее постоянное поле и может служить средством увеличения вероятности электронного перехода для запрещенных линий, а следовательно, увеличения их относительной интенсивности.

В практическом отношении эта работа имеет значение в связи с тем, что дает в руки спектроскопистов новое средство усиления некоторых спектральных линий.

Лаборатория спектроскопии
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Э. Фриш, „Атомные спектры“, ГТТИ, Москва, 1933, стр. 377.
2. R. Siksnas, Proc. Amst. Acad., 41, 253, 1938.
3. В. И. Данилова, Изв. АН СССР, 11, 252, 1947.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В ГЛАЗУРЯХ НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

К. Водопьянов и В. Зуев

Для глазурей разного химического состава измерялась зависимость угла потерь от температуры при высокой частоте. Показано, что диэлектрические потери в глазурях имеют тот же характер, что и потери для многокомпонентных стекол.

§ 1. Введение

Обычно фарфоровые изоляторы покрываются с наружной стороны слоем глазури, что придает изоляторам гладкую и легко очищаемую поверхность, защищающую пористую массу фарфора от всевозможных внешних воздействий.

До сих пор обращалось внимание, главным образом, на механические свойства глазурей; теперь же, особенно в связи с проблемой передачи электроэнергии с помощью высокочастотных линий высокого напряжения, где большую роль играют диэлектрические потери, встает вопрос об исследовании электрических свойств глазури, в частности, об изучении диэлектрических потерь на высоких частотах.

Данная работа явилась продолжением ряда исследований, которые были проведены с глазурями завода „Изолятор“ лабораторией химии силикатов института органической и неорганической химии АН СССР (ЛХС ИОНХ).

В настоящей работе исследовалась зависимость диэлектрических потерь в глазурях и их температурного хода от химического состава глазурей и добавок окислов некоторых металлов. Измерения были проделаны в диапазоне частот 10^6 — 10^7 *гц* при комнатной температуре и для волны 200 м в интервале температур от комнатной до 300°C. Для сравнения результатов были сделаны измерения и на неглазурированном фарфоре.

Глазури представляют из себя, в основном, аморфную стеклообразную фазу с незначительным числом кристаллических вкраплений. Поэтому можно предположить, что механизм потерь здесь будет аналогичен тому, что мы имели и для аморфных тел—стекол.

Аморфные твердые диэлектрики с большим омическим сопротивлением, не имеющие проводящих включений, имеют очень малые потери. Так, ничтожными потерями обладает плавленный кварц (чистое кварцевое стекло). Однако достаточно внести в чистое стекло некоторое количество окислов металлов (как это имеет место в технических стеклах), как $\text{tg } \delta$ стекла повышается и начинает резко проявляться зависимость его от температуры. То же самое характерно и для борных стекол: сравнительно малые потери и их независимость от температуры почти до 400° С для чистого стекла, и более значительные потери и быстрый рост их с температурой для сложного, например, борнонатриевого стекла.

Целым рядом разных авторов [1, 2, 3, 4, 5, 6] установлено, что очень быстро растут потери при введении в стекло окислов щелочных металлов, в особенности легких (Li, Na). Температурный рост потерь начинает

ся при этом с относительно низких температур. Такая зависимость выражена тем резче, чем больше концентрация щелочных окислов. Примесь более тяжелых и малоподвижных двухвалентных металлов дает вообще незначительное увеличение $\text{tg } \delta$ и более медленный рост потерь с повышением температуры.

Ряд веществ с одним и тем же химическим составом, но в разных модификациях—кристаллической и аморфной—дали различные значения величины $\text{tg } \delta$ (именно—меньшие потери для кристаллов и большие для аморфных тел). Здесь, таким образом, на величину $\text{tg } \delta$ влияет структура диэлектрика. На основании экспериментов с глюкозой, сахаром и спиртами Александров, Кобеко и Кувшинский [7] выдвинули теорию структурных потерь (в аморфных телах), зависящих от плотности упаковки молекул и не зависящих от температуры. Как показали другие работы [2, 4], структурные потери на радиочастотах при обычных температурах и определяют, в основном, потери в стеклах.

Зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры, хорошо объясняемая на технической частоте изменением проводимости, не может быть объяснена потерями проводимости на радиочастотах (температурный ход проводимости и потерь не совпадает). Сканиви [4] довольно удовлетворительно объясняет эту часть потерь так называемыми релаксационными потерями, связанными с тепловым движением ионов примеси.

Так как диэлектрические потери есть результат колебательных движений ионов примеси, то они возможны лишь тогда, когда ионы будут сорваны со своих мест тепловым движением. Вероятность срыва примесных ионов со своих мест и возможность их при этом еще перемещаться может быть связана при определенной структуре стекла с радиусом иона и его зарядом.

Энергия, необходимая для срыва ионов, будет тем меньше, чем меньше заряд иона и чем больше его радиус. Возможность же перемещения иона зависит, в основном, от размеров его и чем меньше радиус иона, тем он подвижнее. Увеличение заряда иона уменьшает его подвижность.

Из этих рассуждений легко заключить, что примесь более подвижных слабо связанных щелочных ионов дает большие потери, чем примесь прочно связанных двухвалентных ионов. Это подтверждается и экспериментально.

В свою очередь, в каждой из этих групп ионов так же можно заметить определенные закономерности, как это показано в работе Вальтера, Гладких и Мартюшева [3]. Именно, для слабосвязанных щелочных ионов, где основную роль играет изменение подвижности ионов, потери будут тем больше, чем меньше радиусы ионов. Так, примесь Li и Na дает большие потери, чем примесь K.

Для двухвалентных же ионов, где основную роль играет изменение энергии связи, зависимость будет, наоборот, прямой: потери тем больше, чем больше радиус ионов (ибо энергия связи будет тем большей, чем меньше радиус иона). Эксперименты для двухкомпонентных стекол показали, что борнокальциевые стекла имеют меньшие потери, чем борнобариевые при одной и той же концентрации (радиусы ионов соответственно равны: 1,06 и 1,43).

Качественная картина изменения потерь в стеклах с введением примесей различных окислов в сравнительно малых концентрациях вырисовывается более или менее ясно.

Глазури представляют гетерогенную систему, состоящую из стеклообразной массы и вкрапленных в нее кристаллов (в основном, кварца).

Измерения проводились для 4-х глазурей завода „Изолятор“ (г-8, г-17, г-139 и г-3), а так же для семи составов, отвечающих глазуре г-3 с до-

бавлением 5% следующих окислов: Cr_2O_3 , Fe_2O_3 , ZnO , MnO , BaO , V_2O_5 и BeO .

Химический состав глазури приведен в табл. 1.

Таблица 1

Состав \ Глазурь	г-17	г-8	г-139	г-3
SiO_2	72,21	66,99	66,67	74,76
Al_2O_3	16,25	13,40	12,77	14,40
Fe_2O_3	0,34	3,22	3,83	0,25
Cr_2O_3	—	3,57	3,02	—
TiO_2	0,24	0,28	0,11	0,16
CaO	4,01	4,14	9,80	4,30
MgO	2,47	2,52	0,28	2,69
Na_2O	2,37	1,29	1,86	1,09
K_2O	2,11	1,24	1,66	2,35
MnO	—	3,35	—	—
Цвет	Белая	Коричневая	Коричневая	Белая

По внешнему виду образцы различаются цветом и размерами. Так, глазури г-17 и г-3—белые, г-8 и г-139—коричневые. Добавление окислов тоже меняет цвет глазури, например, примесь Fe_2O_3 к глазури г-3 делает ее из белой черной, примесь MnO —коричнево-красной и т. д.

По данным ЛХС ИОНХ объемные электросопротивления всех заводских глазури при температуре 30°C оказались величинами одного порядка ($1-4 \cdot 10^{14}$ ом/см) и, примерно, в 10—100 раз большими, чем для фарфора. Добавка к глазури окислов мало меняет ее сопротивление (только Cr_2O_3 снижает удельное сопротивление в 2 раза, а добавка 5% BeO повышает ее, примерно, в 4 раза).

§ 2. Результаты измерений

Результаты измерений угла диэлектрических потерь при комнатной температуре представлены в табл. 2 и табл. 3.

Таблица 2

Название глазури	№№ образца	Угол потерь	
		10^6 гц	10^7 гц
г-17	1	0,0047	0,0036
	2	0,0048	0,0046
	3	0,0051	0,0041
	4	0,0041	0,0041
	5	0,0046	0,0058
г-8	Среднее	0,0046	0,0044
	1	0,0031	0,0031
	2	0,0046	0,0039

Продолжение таблицы 2

Название глазури	№№ образца	Угол потерь	
		10 ⁶ гц	10 ⁷ гц
г-139	Среднее	0,0038	0,0035
	1	0,0023	0,0029
г-3	Среднее	• 0,0023	0,0029
	1	0,0046	0,0058
	2	0,0042	—
	3	0,0046	0,0050
	4	0,0048	0,0049
Неглазурованный фарфор	Среднее	0,0045	0,0049
	1	0,0036	0,0036
	2	0,0033	0,0043
	3	0,0058	0,0058
	4	0,0054	0,0055
	Среднее	0,0047	0,0048

Таблица 3

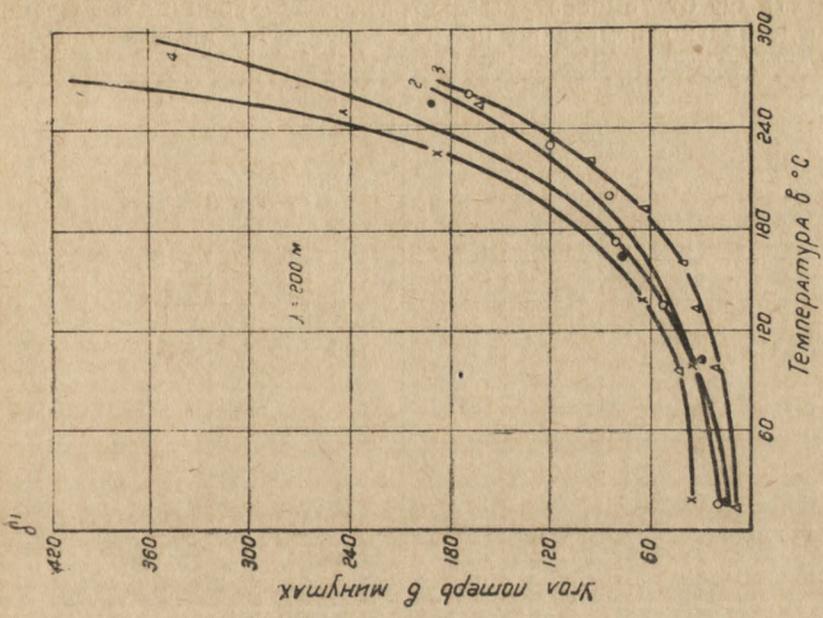
Значение угла потерь для глазури г-3 с добавлением 5 % окислов металлов

Окислы	Угол потерь	
	10 ⁶ гц	10 ⁷ гц
Cr ₂ O ₃	0,0072	0,0070
Fe ₂ O ₃	0,0049	0,0048
B ₂ O ₃	0,0028	0,0031
ZnO	0,0011	0,0044
MnO	0,0040	0,0041
BaO	0,0042	0,0047
BeO	0,0024	0,0026

Из результатов, полученных для tgδ при комнатной температуре, видно, что меньшие потери дает глазурь г-139, затем г-8, и более плохие результаты г-3 и г-17. Из табл. 2 видно, что такого же порядка, как и у двух последних глазурей, потери у неглазурованного фарфора. Табл. 3 показывает как изменяются потери с введением в глазурь г-3 пяти процентов различных окислов.

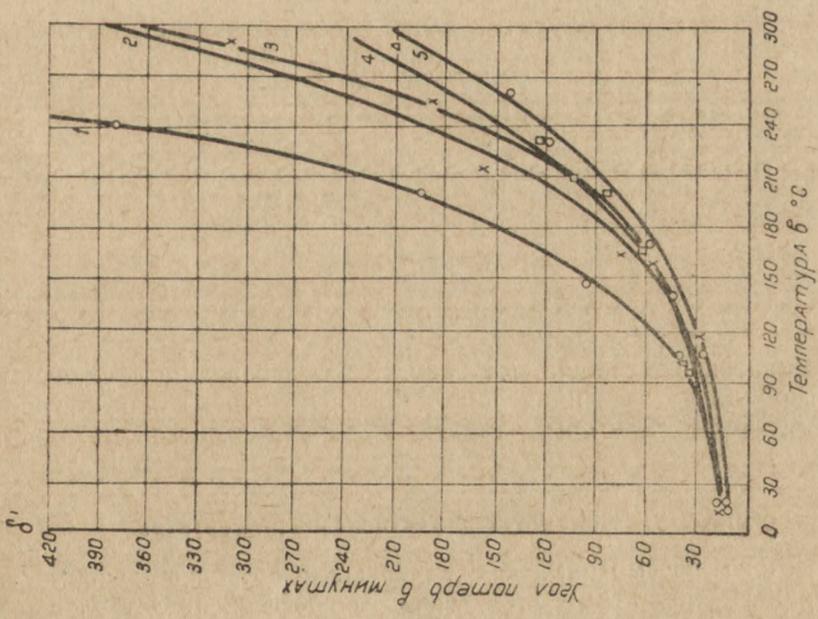
Видно, что прибавка Cr₂O₃ увеличивает потери. Прибавка B₂O₃ и BeO уменьшает их. О влиянии других окислов по этим только результатам затруднительно делать какое-либо заключение.

Более ясную картину должен дать температурный ход измерения tgδ. Как известно, все основные закономерности для стекол, полученные в



Температурный ход $\text{tg } \delta$ для глазури Г-3 с добавками окислов трехвалентных металлов:
 1 - добавка 5% Cr_2O_3 3 - добавка 5% V_2O_5
 2 - " 5% Fe_2O_3 4 - без добавки.

Рис. 2



Температурный ход $\text{tg } \delta$ для различных сортов глазурей и для фарфора.
 1 - неглазурованный фарфор 3 - Г-11
 2 - глазурь Г-3 4 - Г-8
 5 - Г-139.

Рис. 1

обычных температурах, не только сохраняются, но еще и становятся более резко выраженными при более высоких температурах. Вторая часть работы и была посвящена снятию температурных характеристик. На рис. 1 дана зависимость $\text{tg}\delta$ от температуры для разных глазурей и для фарфора. На рис. 2 представлено изменение $\text{tg}\delta$ от температуры для глазури с до-

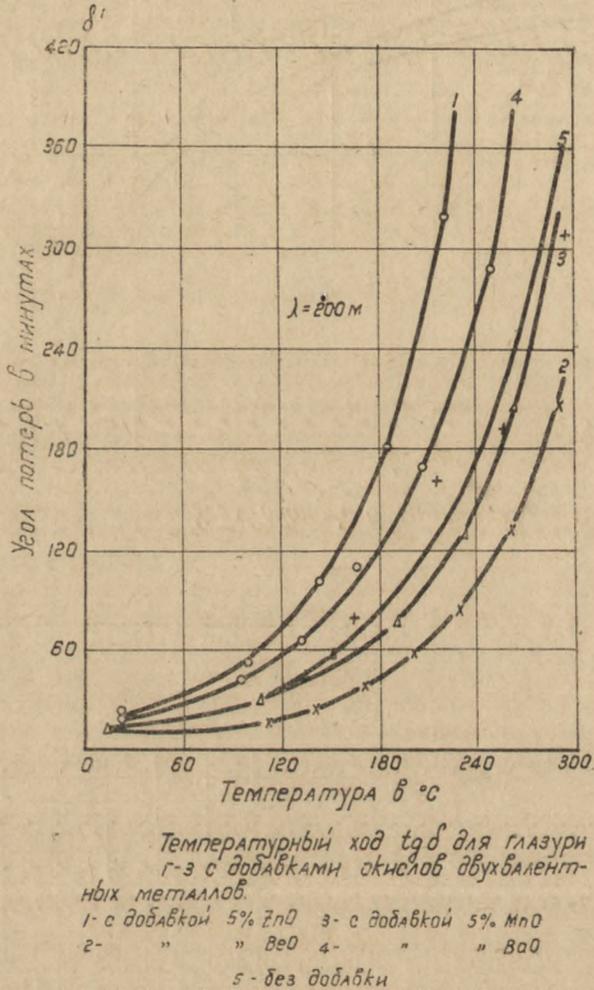


Рис. 3

бавками трехвалентных ионов, на рис. 3—с добавками двухвалентных ионов. Для обоих случаев приведено также изменение и для глазури г-3 без добавок, для того, чтобы можно было наглядно видеть влияние примесей.

§ 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Прежде всего рассмотрим, как изменяются потери в зависимости от типа глазури. Из табл. 2 и 3, а также из графика, представленного на рис. 1, можно сделать такое заключение: наименьшее значение угла потерь и более пологий температурный ход его наблюдается у глазури г-139.

Затем предпочтение нужно отдать глазури г-8. Глазури г-17 и г-3 имеют несколько бóльшие потери при обычных температурах и значительно более сильное изменение $\operatorname{tg} \delta$.

Такое распределение потерь для разных глазурей можно объяснить химическим составом последних.

В самом деле, по аналогии со стеклом примесь Na_2O и K_2O , а также и Al_2O_3 (в больших концентрациях) должна увеличивать потери, а примесь CaO и Fe_2O_3 уменьшать их [8].

Влияние добавок 5% различных окислов видно из графиков, представленных на рис. 2 и 3, где для сравнения помещены и кривые для глазури г-3, к которой делались добавки. Из данных графиков, а также и из табл. 3 можно сделать следующий вывод. Потери уменьшаются в случае добавления следующих окислов: V_2O_5 , Fe_2O_3 и BeO . Потери не меняются при добавлении MnO . Потери увеличиваются при добавлении окислов Cr_2O_3 , ZnO и V_2O_5 .

Эту зависимость можно объяснить с точки зрения разобранных ранее теоретических предпосылок; а именно, известно, что диэлектрические потери связаны с большей или меньшей возможностью срыва ионов примеси со своих мест. Энергия, необходимая для такого срыва иона с места, тем больше, чем больше заряд иона и чем меньше его радиус. Мы говорим здесь об энергии связи, а не о подвижности иона, потому что имеем дело с двухвалентными и трехвалентными ионами, для которых основную роль играет изменение энергии связи.

Рассмотрим сначала группу трехвалентных ионов (V , Fe , Cr). Все они, вследствие большой величины заряда, должны обладать большой энергией связи и их примесь должна незначительно повышать потери в чистом стекле, а в таких сложных системах, какими являются глазури, эта примесь, наоборот, должна уменьшать потери. Наименьшие потери должны быть у образцов с примесью окисла V_2O_5 (так как бор имеет наименьший радиус) и несколько бóльшие, но примерно равные между собой у окислов Fe_2O_3 и Cr_2O_3 . Как видно из рис. 2, примесь V_2O_5 действительно дает наиболее значительное уменьшение потерь (см. также табл. 3); прибавки Fe_2O_3 также, хотя и в меньшей степени, снижают потери в глазурих. Что же касается образцов с Cr_2O_3 , то они дают резко повышенные потери при комнатной температуре (вдвое бóльшие, чем у глазури г-3 без добавки) и более крутую их зависимость от температуры при высоких температурах. Объяснение здесь нужно искать в структурных изменениях глазури с прибавлением к ней (в необожженном виде) окиси хрома.

По данным ЛХС ИОНХ в глазурих, содержащих хром, обнаруживаются хлопьевидные образования—нерастворившаяся окись хрома. И так довольно неправильная структура глазури еще более нарушается этими хлопьевидными образованиями, что ведет к увеличению структурных потерь. Однако в дальнейшем потери с повышением температуры мало меняются до $100\text{--}120^\circ\text{C}$ и лишь при достаточно высоких температурах начинается весьма резкий рост $\operatorname{tg} \delta$ за счет релаксационных потерь. Дело, очевидно, в том, что эти нерастворившиеся образования окиси хрома, имеющие бóльшую массу и размеры, нежели примесные ионы, не участвуют в тепловых колебаниях, определяющих примесные релаксационные потери при невысоких температурах. И только при более высоких температурах, когда этим образованиям будет придаваться значительная энергия, они будут испытывать колебательное движение и создавать дополнительные релаксационные потери. Последние, накладываясь на обычные примесные релаксационные потери, дадут в результате более крутой ход температурной зависимости, чем это имело место для глазури без добавок окиси Cr_2O_3 .

Для глазури с окислами двухвалентных металлов (Be, Mn, Zn, Ba), на основании значений радиусов их ионов, нужно ожидать, что наименьшие потери будут у глазури с добавкой BeO, промежуточные—у MnO и ZnO и наибольшие у BaO. Как легко видеть из рис. 3, для BeO, действительно, имеем малые потери (см. также табл. 3) и более пологий рост их с температурой, чем для других окислов. Примесь BaO повышает потери по сравнению с глазурью без прибавки и делает более крутой зависимость $tg\delta$ от температуры. MnO занимает промежуточное положение и, вообще говоря, почти не изменяет ни угла потерь, ни его температурной зависимости.

Необъяснимо резкий рост $tg\delta$ с температурой дал образец с ZnO, имеющий повышенные потери и при комнатной температуре. Так как он обжигался в тех же условиях, что и ряд других образцов, то нет никаких оснований предполагать, что здесь влияет обжиг. Можно было бы, однако, высказать такие предположения, что добавка окисла ZnO изменила до некоторой степени процесс спекания глазури, приблизив его в какой-то мере к тому, что имеет место при обжиге фарфора. Однако убедительного аргумента, подтверждающего это предположение, за исключением совпадения температурного хода $tg\delta$ для нашего образца с тем, что получено от образцов фарфора, мы не находим (см. рис. 1 и 3).

Выяснить зависимость потерь от обжига в работе не удалось, так как не было достаточного количества образцов разных обжигов с одинаковым химическим составом.

Сравнивая диэлектрические потери в глазурях и в неглазурированном фарфоре (см. рис. 1 и соответствующие таблицы), можно сказать, что глазури имеют, во всяком случае, не большие потери, чем фарфоры. Особенно же выгодно отличаются глазури от фарфора в отношении температурной зависимости $tg\delta$ (см. рис. 1). Так, имея почти одинаковые потери при комнатной температуре, фарфор имеет почти вдвое большие потери, чем глазурь г-3 при температуре 150°C.

Для фарфора характерно резкое возрастание потерь при нагреве, начинающееся почти с комнатных температур [8], тогда как у глазури при невысоких температурах потери растут значительно медленнее.

§ 4. Заключение

Измерялись диэлектрические потери и их зависимость от температуры на высоких частотах для 4-х глазурей, отвечающих разному химическому составу, и для одной из этих глазурей (г-3) с добавками пяти процентов окислов различных металлов.

1. На высоких частотах потери в глазурях в пределах ошибок эксперимента не зависят от частоты.

2. Из исследуемых глазурей наименьшие потери были обнаружены у глазури г-139 и несколько большие—у глазури г-8; более значительные потери дали глазури г-3 и г-17. Это наблюдалось во всем температурном интервале (от 20 до 300°C). Такое распределение потерь хорошо согласуется с химическим составом глазурей.

3. Измерение глазури с добавками окислов дало следующие результаты. Введение окислов бора, железа и бериллия уменьшает $tg\delta$; введение MnO, не изменяет его, а добавление окислов хрома, цинка и бария увеличивает потери. Влияние всех окислов, за исключением Cr₂O₃ и ZnO, вполне объясняется из теоретических предположений. Увеличение потерь с введением Cr₂O₃ и характерная при этом температурная зависимость $tg\delta$ объясняется наличием нерастворившихся образований окиси хрома.

Увеличение потерь с прибавлением ZnO не поддается объяснению и повидимому, связано с более кардинальным изменением структуры образца.

4. Сравнение результатов измерения $tg\delta$ для глазурей и неглазурованного фарфора говорит за то, что глазури имеют никак не большие потери, чем фарфор. А менее быстрый рост потерь с температурой, характерный для глазурей, выгодно отличается от резкой зависимости $tg\delta$ от температуры для фарфора, проявляющейся уже вблизи комнатных температур.

5. Потери в глазурях имеют тот же характер и подчиняются (насколько это можно было проверить в рамках данной работы) тем же закономерностям, что и потери для многокомпонентных стекол (борных или силикатных) [9].

Лаборатория физики диэлектриков
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. Богородицкий и Фридберг, ЖТФ, 7, 1905, 1937.
2. Харьков и Водопьянов, ЖТФ, 8, 378, 1938.
3. Вальтер, Гладких и Мартюшев, ЖТФ, 10, 1593, 1940.
4. Сканава, ЖТФ, 7, 1030, 1937.
5. Богородицкий и Малышев, ЖТФ, 5, 241, 1935.
6. Сканава и Мартюшев, ЖТФ, 9, 1024, 1939.
7. Александров, Кобеко и Кувшинский, ЖТФ, 6, 963, 1311, 1936.
8. Кобеко, Физико-химические свойства диэлектриков, ОНТИ, 1934.
9. Водопьянов, Труды СФТИ, 6, 102, 1945.

О ВЫЯВЛЯЕМОСТИ ПРОДОЛЬНЫХ ТРЕЩИН В НЕМАГНИТНЫХ ЦИЛИНДРАХ И ТРУБКАХ ПО МЕТОДУ ПРОДОЛЬНОГО ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. А. Ботаки и А. Б. Саложников

Рассматривается возможность применять для опытного исследования внутренних магнитных полей ртутные модели. Рассмотрены условия дефектоскопии с помощью продольного переменного магнитного поля внутренних симметричных трещин в немагнитных прутках и открытых трещин в немагнитных трубках.

§ 1. Введение

В одной из статей, напечатанных в 24-м томе „Трудов СФТИ“ [1], был рассмотрен вопрос о выявляемости длинных открытых продольных трещин в сплошном магнитном цилиндре, находящемся в аксиальном переменном магнитном поле. Применительно к этому случаю было дано приближенное выражение для оптимальной частоты намагничивающего поля и получены экспериментальные кривые, характеризующие разницу между магнитными потоками в целом и дефектном стержнях. Аналитическое решение задачи о цилиндре с продольным дефектом в аксиальном переменном поле известно только для частного случая, когда дефект открытый и когда он распространяется до оси цилиндра [2]. Однако и это решение неэффективно: выражение для напряженности внутреннего поля получается в виде сложного ряда, суммирование которого очень затруднительно. Нам удалось получить в форме, приемлемой для расчета, три первых члена этого ряда только для случая малого аргумента $|ka| / \sqrt{2}$ ($ak = \sqrt{4\pi\sigma\omega} \cdot 10^{-9} \cdot a$), где σ — электропроводность материала стержня, a — его радиус, ω — круговая частота намагничивающего поля. Исследование полученного трехчленного выражения показало полное соответствие его с физическим смыслом задачи, однако случай малого аргумента ka практически не актуален. Это последнее обстоятельство, а также отсутствие аналитического решения для других случаев цилиндрического образца с продольным дефектом послужили мотивом к разработке экспериментальной методики для исследования внутренних полей в цилиндрических объектах. В качестве объекта была использована для этой цели ртутная модель исследуемого образца при соответственно измененной частоте. Кроме того, нами была исследована опытным путем выявляемость одного случая дефекта, не выходящего на поверхность, и продольного дефекта в стенке цилиндрической трубки. Эти три вопроса и составляют содержание данной работы.

§ 2. Применение ртутной модели для исследования внутренних переменных полей

В этом параграфе мы приводим результаты исследования на ртутной модели картин распределения напряженности поля внутри цилиндра с разрезом до оси, находящегося в переменном магнитном поле. Эти исследования выполнены в условиях, когда параметр ka достаточно велик и когда, следовательно, аналитический расчет практически неприменим. Совпадение

результатов измерений и данных расчета для случая сплошного ртутного цилиндра позволяет не сомневаться в возможности использования описываемой ниже методики в случаях более сложных, в частности, в интересующей нас задаче о цилиндре с разрезом.

Объект исследования и измерительная установка. Объектом исследования служил стеклянный цилиндрический стакан, в который наливалась ртуть. Полученный таким образом ртутный цилиндр вносился в аксиальное поле вертикальной намагничивающей катушки, питаемой переменным током. Измерения внутреннего магнитного поля в ртутном цилиндре производились с помощью катушек—„зондов“, вносимых непосредственно в ртуть. Все измерения проводились с помощью компенсационной схемы [1].

Для создания намагничивающего поля был использован соленоид следующих размеров: длина 35 см, диаметр 17 см, число витков—3040. В качестве „зонда“ мы использовали катушку, диаметр которой был равен 2 мм, длина 8 мм, с числом витков 200. Внутри катушки был вставлен железный сердечник диаметром в 1 мм и длиной в 1 см. В целях проверки пригодности измерительной катушки с железным сердечником для наших измерений был сделан следующий опыт. В резко неоднородном магнитном поле у конца намагничивающей катушки мы провели измерение напряженности поля последовательно катушкой с железным сердечником и катушкой без железа. На основании проведенных измерений мы построили кривые изменения напряженности магнитного поля вдоль оси катушки от конца последней в наружную сторону. Обе кривые оказались совершенно подобными. Небольшое несовпадение кривых, повидимому, было обусловлено разницей в размерах измерительных катушек. Максимальное намагничивающее поле в этом опыте было порядка 0,5 Оё. Поскольку в дальнейшем мы не пользовались более сильными полями, то нам кажется, что проведенный эксперимент вполне обосновывает применение железного сердечника в последующих измерениях. Первоначально обмотки измерительной катушки были сделаны из эмалированного провода диаметром 0,07 мм. В дальнейшем оказалось, что гораздо лучше использовать провод ПШД 0,05, так как эмалированный провод часто давал контакт с ртутью и, кроме того, катушка и выводящие проводники приобретали при погружении в ртуть довольно значительную добавочную емкость (в проводе с шелковой обмоткой эта емкость значительно меньше, вследствие большей толщины изоляции). Эта дополнительная емкость при погружении катушки в ртуть возникает вследствие того, что ртуть плотно облегает провод и образует как бы два последовательно включенных конденсатора. Если принять, что длина погруженных в ртуть проводников равна 20 см, их радиус 0,035 мм, толщина эмали 0,005 мм и диэлектрическая постоянная эмали $\epsilon \sim 1$, то получается емкость порядка 80 см. Ее влияние могло сказаться прежде всего в том, что результаты измерения индуктивных электродвижущих сил могли оказаться заниженными. Специальный опыт, а именно измерение напряженности поля внутри очень тонкой (во избежание магнитного скин-эффекта), наполненной ртутью трубки и измерение поля вне ртути, показал, однако, что при тех частотах, при которых мы проводили измерения, влияние емкости на результаты измерений не столь существенно, чтобы его стоило учитывать.

Железный сердечник измерительной катушки заземлялся в конце тонкого медного амальгамированного стержня, с помощью которого катушка могла быть установлена в любое нужное положение внутри модели.

Результаты измерений. Исследование распределения напряженности магнитного поля по сечению цилиндра с разрезом мы провели для двух случаев:

1. Для слабого магнитного скин-эффекта (ртутный образец длиной 35 см, диаметром $2a = 6,2$ см, при частоте 100 гц).
2. Для сильного магнитного скин-эффекта (длина образца 35 см, диаметр $2a = 9,5$ см, частота 2050 гц).

Прежде, чем исследовать поле внутри цилиндров с разрезом, мы провели предварительный опыт, задачей которого было определить

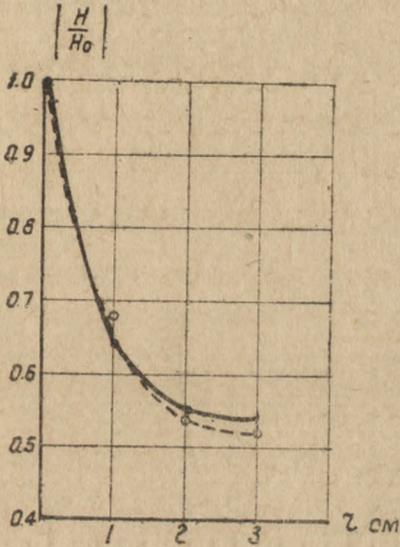


Рис. 1

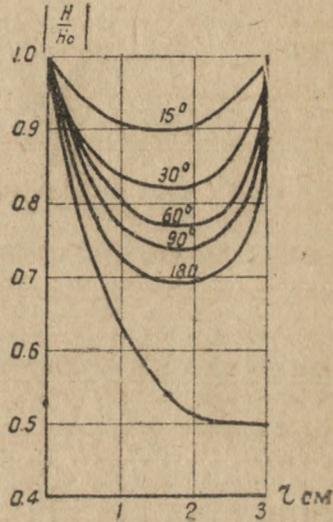


Рис. 2

погрешность измерительной установки и степень отклонения условий опыта (конечная длина образца и неоднородность поля) от идеального ус-

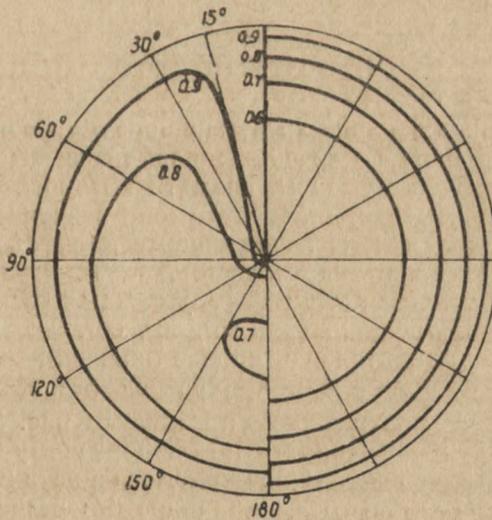


Рис. 3

ловия— „бесконечно длинный образец в однородном переменном магнитном поле“. С этой целью мы сделали расчет магнитного поля по попе-

речному сечению упомянутых образцов при отсутствии в них разреза. Частота намагничивающего поля была выбрана равной 1000 *гц*. Результаты расчета мы сравнили с соответствующими измерениями. Результат сравнения представлен на рис. 1 (образец с диаметром 6,2 *см*). На рис. 1 кривая, проведенная сплошной линией, показывает зависимость величины относительной напряженности внутреннего поля от $|H/H_0|$ расстояния точки наблюдения до края цилиндра, полученную расчетом; кривая, проведенная пунктиром, представляет ту же зависимость, найденную эксперимен-

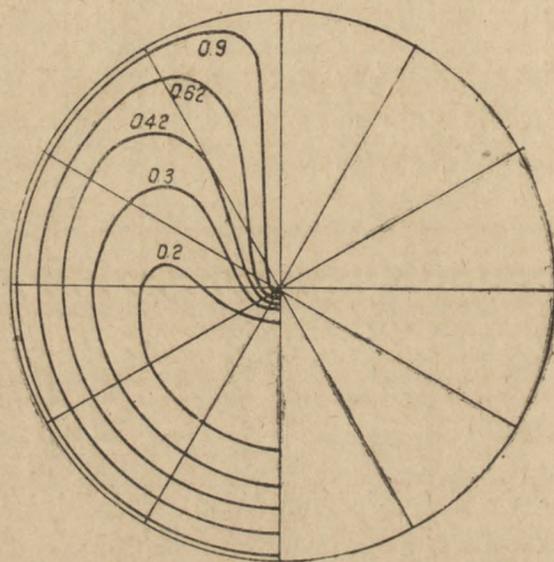


Рис. 4

тально. Как видно из рис. 1, получается довольно хорошее совпадение результатов эксперимента и расчета.

На рис. 2, 3, 4 показаны результаты измерений относительной напряженности магнитного поля по сечению цилиндра с разрезом. Результаты измерений, проведенных с образцом, диаметр которого был равен 6,2 *см*, помещены на рис. 2 (по оси ординат отложено значение $|H/H_0|$ — отношение поля в данной точке к намагничивающему полю H_0 , по оси абсцисс — расстояние точки наблюдения до края цилиндра). Различные кривые соответствуют различным значениям угла φ между плоскостью точек наблюдения и плоскостью трещины ($\varphi = 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 180^\circ$). На этом же рисунке нанесена экспериментальная кривая (нижняя) изменения напряженности результирующего поля для цилиндра без разреза.

На рис. 3 приведена построенная по кривым рис. 2 картина распределения линий равной напряженности по поперечному сечению цилиндра с разрезом (левая половина). В правой части рисунка нанесены линии равной напряженности для того же цилиндра без разреза. Цифры около кривых обозначают величину соответствующего отношения $|H/H_0|$.

Аналогичные измерения были проведены на образце, диаметр которого равнялся 9,5 *см*. Соответствующие графики для этого образца показаны на рис. 4. Магнитный скин-эффект и различие между картинами рас-

предела поля в случае сплошного и разрезанного цилиндра здесь наблюдается еще резче, нежели для $2a = 6,2$.

В заключение приводим теоретические кривые (рис. 5 и рис. 6), построенные для относительно малого аргумента $ka = 1,27$ ($a = 3,1$ см; $\sigma = 106 \cdot 10^4$ ом⁻¹ см⁻¹, $f = 200$ гц). Характер экспериментальных и теоретических кривых, как это видно из рис. 2, 3, 4, 5 и 6, один и тот же.

Изложенный материал позволяет сделать следующие выводы:

1. Ртутные модели вполне пригодны для исследования распределения напряженности магнитного поля внутри немагнитных металлических образцов.

2. При измерении напряженности слабых переменных магнитных полей можно использовать измерительные катушки с железным сердечником.

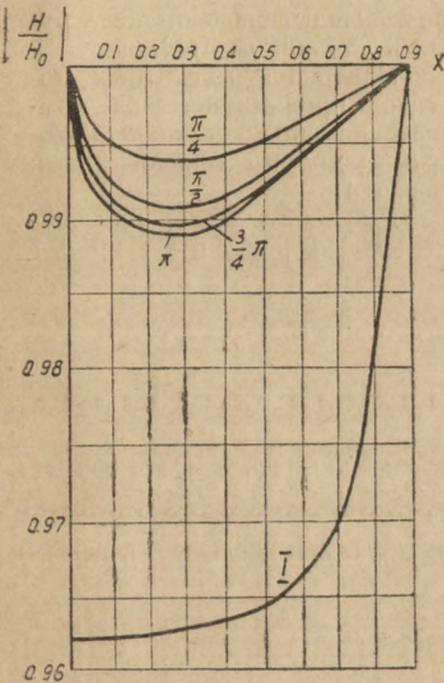


Рис. 5

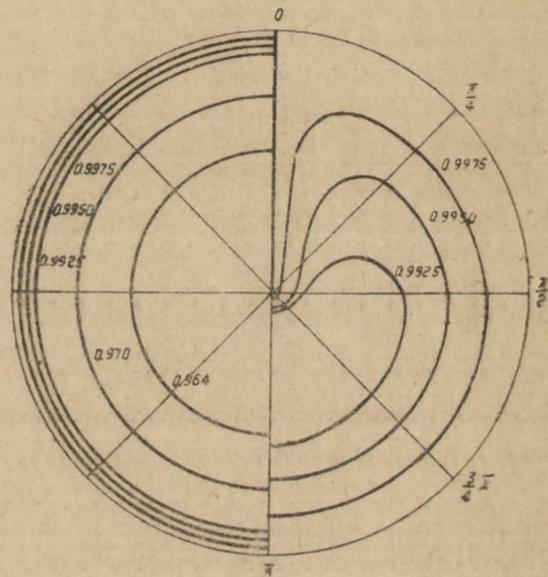


Рис. 6

3. Опыт подтверждает картину распределения поля по поперечному сечению цилиндра с разрезом, полученную из расчета по формулам Эфроса [2], а именно, оказывается, что магнитный скин-эффект при наличии разреза выражен слабее, чем в сплошном цилиндре (этого, конечно, и нужно было ожидать), причем наиболее резко скин-эффект наблюдается в полуплоскости, образующей с разрезом угол $\varphi = \pi$. При уменьшении угла φ до нуля или при приближении его к 2π , отношение $|H/H_0|$ стремится к единице.

§ 3. Выявляемость внутренней симметрично развивающейся трещины

Вопрос о выявляемости внутренних трещин в немагнитных прутках по методу переменного аксиального поля, насколько нам известно, совершенно не освещен. В данном параграфе мы приводим небольшой материал по характеристике выявляемости внутренней трещины, развивающейся от оси симметрично в обе стороны по направлению к периферии. По-

лученные на основании опыта данные сравниваются с ранее [1] найденной характеристикой выявляемости трещин открытых.

В качестве объекта исследования был выбран латунный стержень (длина 20 см, диаметр 2 см, проводимость $\sigma = 13 \cdot 10^4 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$).

Испытуемый образец был составлен из цилиндрических столбиков высотой в 1 см. В каждом из столбиков имелось отверстие диаметром в 2 мм, через которое пропускалась латунная проволока для скрепления отдельных столбиков в общий стержень. Собранный таким образом стержень тщательно сравнивался с двумя эталонными сплошными образцами. Опыты показали почти полную неотличимость всех трех стержней.

Внутренний дефект выполнялся в каждом столбике отдельно с помощью лобзичной пилки. Дефект располагался симметрично относительно оси образца.

При сборке испытуемого стержня в прорез вкладывалась полоска бумаги для правильного расположения столбиков в собранном стержне.

Измерения магнитных потоков проводились на компенсационной установке, которая подробно описана нами ранее [1].

Результаты измерений приведены на рис. 7 и 8. На рис. 7

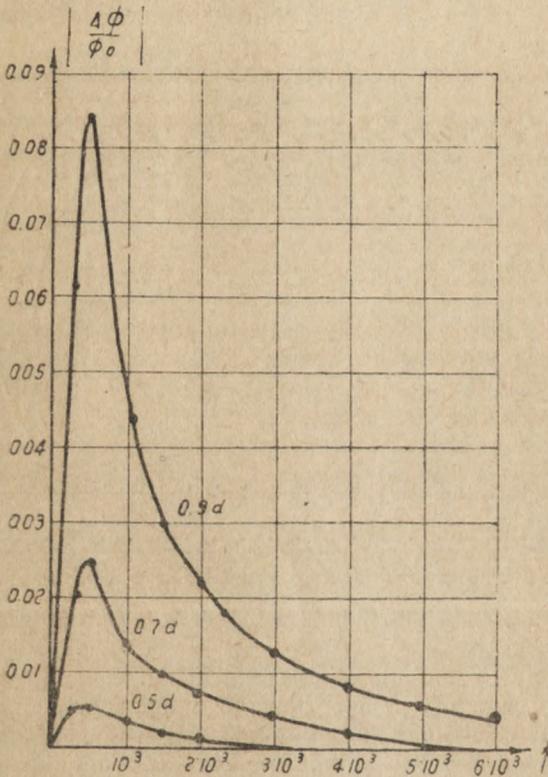


Рис. 7

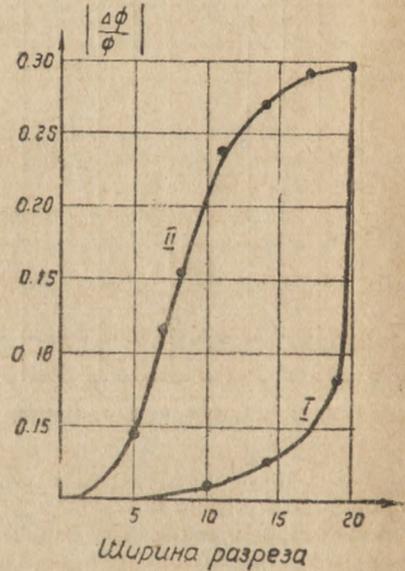


Рис. 8

представлена частотная зависимость выявляемости продольной скрытой трещины. По оси ординат отложены значения отношения разности магнитных потоков через поперечное сечение испытуемого и эталонного образцов к потоку первичного поля. Три кривых, нанесенных на график, соответствуют разрезу на 50%, 70%, 90% диаметра.

Кривые показывают наличие резко выраженного максимума выявляемости трещин при частоте около 400 гц. Эта цифра близка к значению оп-

тимальной частоты, найденной по приближенной формуле для случая открытой трещины [1]:

$$f = 5,1 \cdot 10^7 \frac{1}{\mu \sigma a^2}, \quad (1)$$

где μ — магнитная проницаемость, σ — проводимость, a — радиус прутка.

Характер кривых рис. 7 показывает, что при достаточно высокой частоте все они асимптотически приближаются к оси абсцисс. Это значит, что при достаточно высокой частоте стержень с трещиной, не выходящей наружу, становится неотличимым от исправного.

На рис. 8 дана зависимость выявляемости внутренней трещины в опытном образце от ее ширины (кривая I). Для сравнения на график нанесена кривая выявляемости продольной трещины, выходящей наружу (кривая II).

Частота намагничивающего поля в обоих случаях была 500 гц. Кривая I показывает, что выявляемость внутренней трещины очень сильно нарастает, когда ширина последней приближается к величине диаметра образца (полный разрез).

Если провести сравнение выявляемости внутренней трещины с выявляемостью трещины открытой, то получается очень резкая разница. Так, например, выявляемость открытой трещины, поражающей стержень на глубину 6 мм (30%), примерно равна выявляемости скрытой трещины шириною 18 мм (90%).

Приведенные в данном параграфе материалы позволяют сделать следующие выводы:

1. Трещины, скрытые под поверхностью, выявляются значительно хуже трещин, выходящих на поверхность.
2. Выявляемость скрытых трещин по методу переменного магнитного поля имеет весьма определенный частотный оптимум.
3. Оптимальная частота выявляемости продольной несквозной трещины может быть определена ориентировочно по формуле.

$$f = 5,1 \cdot 10^7 \frac{1}{\mu \sigma a^2}.$$

§ 4. Выявляемость продольных трещин в стенке немагнитной трубы

Из работ, в которых затронута количественная сторона вопроса о выявляемости продольных дефектов в немагнитных цилиндрических объектах, мы можем отметить только одну работу Григорова [3], посвященную исследованию выявляемости продольных трещин в немагнитных трубках. Отсутствие общих аналитических решений для задачи о трубке с продольным дефектом побудило нас сделать грубый приближенный расчет для магнитного потока через трубку с длинной несквозной трещиной, взяв за основу прием, использованный Лайенсом [4] в задаче экранирования. Наш расчет основывался на предположении, что ослабление вихревых токов, вызванное присутствием трещины, может быть истолковано, как результат некоторого увеличения электропроводности материала трубки.

Такой способ учета трещины позволил получить ориентировку в вопросе и, кроме того, сделал сравнительно простым способ расчета оптимальной частоты выявляемости трещины.

Приближенный расчет магнитного потока в трубке с продольной несквозной трещиной. Для расчета допустим, что толщина стенки трубы d очень мала по сравнению с ее радиусом a ,

а частота внешнего поля H_0 настолько низка, что плотность тока i по толщине стенки можно считать постоянной.

При таких ограничениях магнитный поток результирующего поля через поперечное сечение целой трубки, помещенной в продольное однородное переменное магнитное поле, запишется приближенно в таком виде [4]:

$$\Phi = \cos\varphi e^{-j\varphi} \cdot \Phi_0; \operatorname{tg}\varphi = -\frac{1}{2} \mu_0 \omega \sigma_0 a d, \quad (2)$$

где Φ_0 — поток первичного поля, σ_0 — электропроводность материала трубки, ω — круговая частота поля, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9}$ — магнитная проницаемость вакуума.

Рассмотрим кольцевой отрезок дефектной цилиндрической трубки длиной в 1 см. Согласно высказанному в начале параграфа допущению, прием, что влияние трещины сказывается только в том, что индуктивная электродвижущая сила, возникающая в стенке трубки, создает в отрезке ток, протекающий при наличии дефекта через сопротивление

$$R = R_0 + \Delta R, \quad (3)$$

где R_0 — сопротивление выделенного нами кольца при отсутствии трещины, а ΔR есть приращение сопротивления, обусловленное трещиной; „проводимость материала“ дефектного кольца σ , которую мы ради простоты назовем приведенной проводимостью, выразится так:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 - \frac{d}{2\pi a} \sigma_0 \Delta R}. \quad (4)$$

Определение приведенной проводимости σ сводится, как видим, к знанию величины ΔR . Приращение ΔR можно определить, пользуясь расчетами Бюлера и Сапожникова [5]. Ими была рассмотрена задача о расчете увеличения сопротивления постоянному току для металлической полосы шириной в 1 см и толщиной d , имеющей поперечный разрез на глубину b .

Оказалось, что в этом случае

$$\Delta R = \frac{4 \ln \cos \frac{\pi}{2} \frac{b}{d}}{\pi \sigma_0}. \quad (5)$$

Формула (5), очевидно, с достаточным приближением может быть применена и для тонкостенной трубки. Приведенная проводимость представится тогда так:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 - \frac{2d}{\pi^2 a} \ln \cos \frac{\pi}{2} \frac{b}{d}}. \quad (6)$$

Правильность формулы (6) легко проверить на частных случаях. Действительно, при отсутствии трещины, т. е. при $b = 0$, формула дает, как и следует ожидать, $\sigma = \sigma_0$; при полном разрезе $b = d$, и мы получаем $\sigma = 0$.

Используя выражение (6), мы можем записать формулу для магнитного потока Φ_0 через поперечное сечение цилиндрической трубки с длиной продольной, несквозной трещиной так:

$$\Phi_{\Theta} = \cos \varphi_0 e^{-j\varphi_0} \Phi_0, \quad (7)$$

где

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{\rho_0 z_0 \omega a d}{2 - \frac{4d}{\pi^2 a} \ln \cos \frac{\pi b}{2d}} \quad (8)$$

На рис. 9 представлена зависимость отношения проводимостей $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ от отношения $\frac{b}{d}$ (глубины разреза к толщине стенки). На графике на-

несены три кривые I, II и III, соответствующие отношениям $\frac{d}{a} = 0,1, 0,2, 1$.

Кривая III является предельной, так как трубку с толщиной стенок, равной радиусу, уже никак нельзя считать тонкостенной. Характер кривых показывает, что приведенная проводимость претерпевает значительное из-

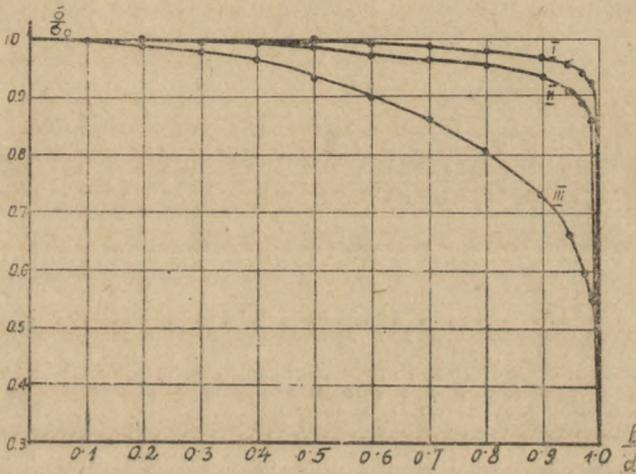


Рис. 9

менение только тогда, когда глубина разреза очень близко подходит к толщине стенки (сквозному разрезу). Так, например, если мы имеем трубку с радиусом, равным 1 см и с толщиной стенок в 1 мм, и сделаем в ней такой разрез, что сохранится перешеек толщиной в 0,1 мм, то в этом случае проводимость изменится всего только на 3,7%.

Приведенный расчет предопределяет значительные трудности в дефектоскопии продольных трещин в трубках, поскольку выявление столь незначительного изменения приведенной проводимости может сказаться на пределе точности измерений. Это предел будет определяться структурными неоднородностями материала испытываемых образцов, точностью их размеров, разностью температур эталонного и испытываемого образцов. Элементарные расчеты показывают, что разность температур алюминиевых образцов в 10—20° вызывает изменение проводимости на 4—8%.

Определение оптимальной частоты. Поскольку несквозные продольные трещины характеризуются вообще очень слабой выявляемостью, то вполне уместно рассмотреть те условия, при которых выявление их может быть осуществлено наиболее эффективно.

На рис. 10 показана зависимость модуля отношения Φ_0/Φ_0 от параметра $x = -\operatorname{tg} \varphi_0$. В параметр входит электропроводность, радиус, тол-

щина стенки, частота намагничивающего поля и относительная глубина дефекта.

При осуществлении контроля трубки по методу измерения разности магнитных потоков, необходимо поставить исследуемый образец в такие условия, чтобы его недоброкачественность имела наибольшее влияние на изменение магнитного потока; иными словами, необходимо найти на гра-

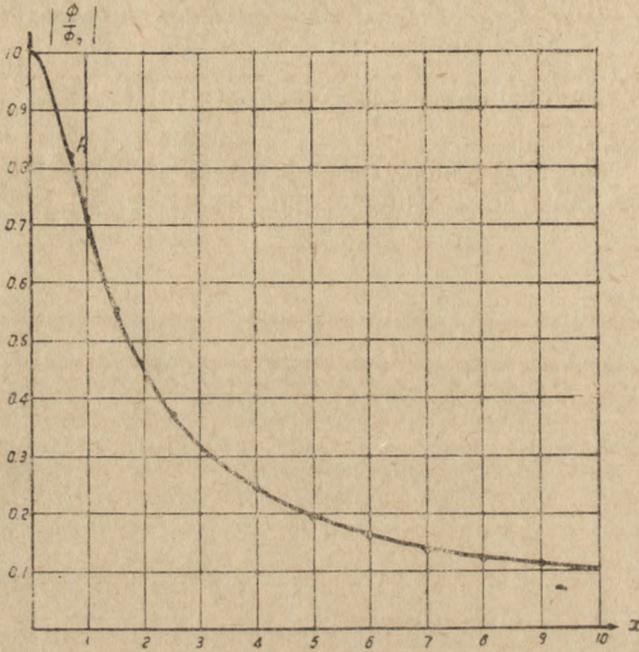


Рис. 10

фике рис. 10 точку, в которой изменение аргумента (мы предполагаем, что продольная трещина эквивалентна некоторому уменьшению проводимости) давало бы наибольшее изменение величины $\left| \frac{\Phi}{\Phi_0} \right|$ [4].

Такая точка будет характеризоваться наибольшей крутизной, т. е. максимальным значением производной модуля отношения магнитных потоков Φ_0/Φ . График функции $|\Phi_0/\Phi|'$ и расчет показывают наличие максимума при $x \cong 0,7$ (точнее при $x = \sqrt{0,5}$), т. е.

$$\left(\frac{\mu_0 \omega \sigma a d}{2 - \frac{4d}{\pi a^2} \ln \cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{b}{d} \right)} \right)_{opt} = 0,7. \quad (9)$$

В случае неглубокой трещины, когда, следовательно, $b/d \ll 1$, можно выражение (9) упростить так:

$$(0,5 \mu_0 \sigma_0 \omega a d)_{opt} \cong 0,7. \quad (10)$$

Преобразовывая (10), мы получим также выражение для определения оптимальной частоты намагничивающего поля

$$f_{opt} = 1,8 \cdot 10^7 \frac{1}{\sigma_0 a d}. \quad (11)$$

Из (2) видно, что оптимальная частота будет тем ниже, чем больше проводимость ε_0 , толщина стенок d и средний радиус трубки a .

Выражение (11) справедливо для случая, когда обнаружение дефекта ведется путем сравнения модулей магнитных потоков через испытуемый и эталонный образцы. Наибольший интерес представляют, конечно, дифференциальные схемы, где обнаружение дефекта ведется путем замера разности электродвижущих сил в измерительных катушках, помещенных на целом и дефектном образцах. Дифференциальный метод выгоднее метода сравнения модулей магнитных потоков, так как в нем используется также фазовый угол между потоками в испытуемом и эталонном образцах. Для дифференциальной схемы, осуществляя тот же самый подход к определению оптимальной частоты, необходимо взять производную от комплексного значения отношения магнитных потоков и затем найти при каком значении аргумента модуль производной будет иметь максимальное значение. Соответствующее аналитическое выражение производной может быть представлено в таком виде:

$$\left| \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right)' \right| = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}}. \quad (12)$$

Нетрудно видеть, что точкой максимума выражения (12) является $x=0$.

Таким образом, из приведенного анализа можно сделать несколько неожиданное заключение, что выявляемость продольных несквозных трещин по дифференциальному методу в тонкостенных трубках будет тем выше, чем ниже частота намагничивающего поля. Этот результат обусловлен упрощенным методом подхода к определению оптимальной частоты.

Экспериментальная установка и методика измерений. Опытное исследование влияния трещины на величину магнитного потока в цилиндрической трубе производилось путем сравнения дефектного участка трубы с эталонным в дифференциальной схеме. Последняя представляла из себя совокупность трех катушек: намагничивающей катушки L_1 и измерительных катушек L_2 и L_3 . Длина катушки составляла 70 см, диаметр—9 см, число витков—1800 (провод ПШО 0,5). Обе измерительные катушки L_2 и L_3 помещались на общем цилиндрическом каркасе, изготовленном из одного слоя плотной бумаги. Внутренний размер каркаса был таким, что каркас плотно прилегал к образцу. Расстояние между катушками L_2 и L_3 составляло 35 см, длина каждой из них—3 мм (каждая состояла из 150 витков провода ПЭ 9,07). Измерительные катушки L_2 и L_3 располагались внутри намагничивающей L_1 всегда симметрично относительно середины последней.

Основная величина, характеризующая разницу между нормальным и дефектным образцами, а именно, электродвижущая сила индукции между включенными навстречу измерительными катушками, определялась при помощи компенсационной установки. Последняя представляла из себя комбинацию двух мостов Гейгера, один из которых служил измерителем малых переменных электродвижущих сил, а второй—вспомогательным компенсатором разностной электродвижущей силы, которая являлась следствием неидентичности размеров и несимметричности в положении дифференциальной пары [1].

В качестве объекта исследования мы выбрали дюралюминиевую трубу с внешним диаметром 45 мм и с толщиной стенок в 2,5 мм; проводимость металла трубы оказалась равной $18,5 \cdot 10^4 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$.

Все измерения проводились в следующем порядке. В систему измерительных катушек вкладывалась труба таким образом, что обе катушки

находились на целых местах трубы; движки измерительного моста устанавливались при этом на нуль, и с помощью вспомогательного компенсатора уничтожался звуковой фон с частотой намагничивающего поля. Затем труба передвигалась так, что одна из измерительных катушек оказывалась над испытуемым местом, тогда как вторая все время оставалась на недефектном месте; нарушенная при этом компенсация восстанавливалась измерительным мостом, после чего проводились необходимые отсчеты, характеризующие величину разности магнитных потоков.

Измерение поля, перпендикулярного к поверхности трубки, у концов трещины [6] проводилось без вспомогательного компенсатора. При этом нами использовалась одиночная измерительная катушка следующих размеров: диаметр—8 мм, высота—2 мм, число витков—295, провод ПЗ 0,07 мм. Катушка приклеивалась на бумажный цилиндрок, который с трением передвигался вдоль испытуемой трубы.

Необходимые для сравнительной оценки поток и напряженность первичного поля измерялись с помощью специальных катушек, имевших равные размеры с основными, но отличавшихся от последних числом витков.

Результаты измерений. Формулы (2—11) выведены в предположении, что плотность вихревых токов в стенках трубы постоянна (по радиусу), и что стенки трубы настолько тонки по сравнению с ее диаметром, что магнитным потоком в них можно пренебречь по сравнению с потоком в полости. Для того, чтобы быть уверенным в применимости выражений (3—11) к нашему конкретному случаю, необходимо было, прежде всего, убедиться в том, что наши условия не слишком далеки от идеальных. Это можно было сделать путем проверки применимости в условиях наших опытов простейшей и притом исходной формулы (2), выведенной для трубы без дефекта.

Результаты измерений $|\Phi/\Phi_0|$ представлены на рис. 11. Две кривые на рис. 11 представляют экспериментальную (I) и приближенную теоретическую (II) зависимости отношения магнитных потоков $|\Phi/\Phi_0|$ от частоты намагничивающего поля для нашего трубчатого образца.

Результаты измерений показывают, в общем, неплохое согласие теории и эксперимента. Расхождение кривых, по видимому, обусловлено тем, что при измерении мы определяем поток через площадь, охватываемую внешним радиусом трубки, при вычислении же мы находим поток через площадь, ограниченную окружностью, проходящей через середину толщины стенки.

Выявляемость несквозных продольных трещин. Проверка теоретических выводов (1—8) проводилась на трубке указанных выше размеров, в которой был проделан несквозной продольный разрез длиной в 18 см, проникающий в толщину стенки на 90%.

Измерения проводились по дифференциальной схеме. Результаты измерений $|\Delta\Phi/\Phi_0|$ приведены на рис. 12. Под $\Delta\Phi$ здесь понимается разность между магнитными потоками в целой и дефектной трубках. Кривая I—экспериментальная, кривая II—теоретическая.

Из графика видно, что метод расчета, приведший к формулам (7—8), дал результат, совпадающий по порядку величины с экспериментом. Следует отметить, что в теории мы рассматриваем трещину, как бесконечно тонкую щель. В нашем случае ширина щели была около 0,5 мм (т. е. порядка толщины оставшегося перешейка). Конечная ширина щели, естественно, должна увеличить ΔR и разность $\Delta\Phi$ магнитных потоков [5]; в этом, по видимому, заключается основная причина наблюдаемого расхождения эксперимента и теории.

Из формулы (11) следовало предположение, что для дифференциальной схемы выявляемость трещины будет тем выше, чем ниже частота на-

магнитизирующего поля. Как мы видим из рис. 12, ход кривых не противоречит этому предположению.

Сквозные продольные трещины конечной длины. Выявление сквозных продольных трещин конечной длины может быть осуществлено двумя способами: или путем сравнения аксиальных магнитных потоков на целом и испытуемом местах образца, или же путем измерения нормальной составляющей магнитного поля, возникающей у конца трещины вследствие огибания последней вихревыми токами.

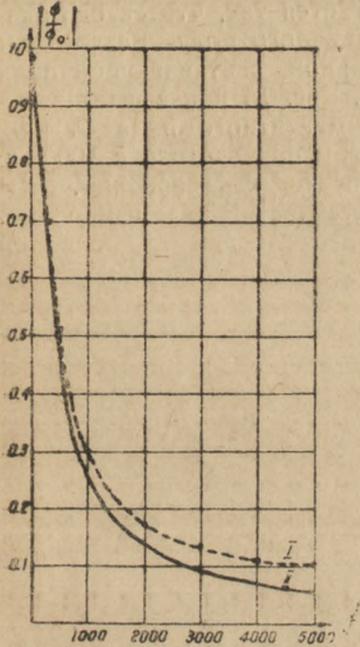


Рис. 11

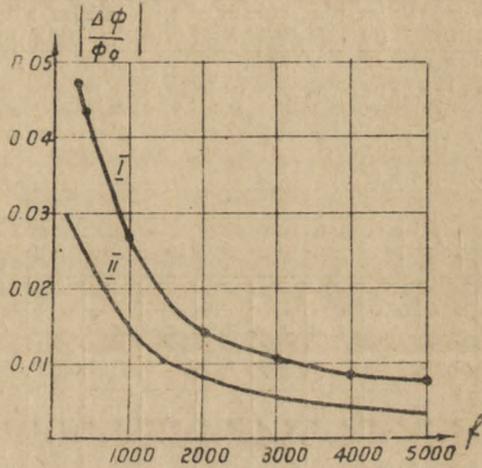


Рис. 12

Ниже мы приводим для сравнительной оценки исследование выявления одних и тех же дефектов обоими указанными способами.

Измерения проводились на той же дюралюминиевой трубе. Исследуемый дефект представлял собою сквозной прорез, сделанный тонкой ножовкой на различную длину вдоль образца. Ширина прореза была около 0,5 мм. От конца трубы прорез отстоял на расстоянии 17 см.

Исследование способом сравнения магнитных потоков проводилось по дифференциальной схеме. Результаты измерений приведены на рис. 13. На рис. 13 дана зависимость отношения разности магнитных потоков к потоку первичного поля $\frac{\Delta\Phi}{\Phi_0}$ от расстояния у середины измерительной катушки до середины трещины. Цифры над кривыми указывают длину прореза (2, 4, 6, 8, 12, 22 см). На этом же рисунке построена кривая изменения максимальных значений $\left| \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} \right|$ в зависимости от длины трещины $l/2$

(кривая 1). Все кривые сняты при частоте намагничивающего поля 1000 гц. На рис. 14 представлена частотная зависимость максимальных значений $\left| \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} \right|$. Каждая кривая соответствует определенной длине прореза (4, 8, 12 см). Кривые рис. 14 показывают наличие максимума выявляемости дефекта при частоте около 500 гц.

Кривые рис. 14 показывают наличие максимума выявляемости дефекта при частоте около 500 гц.

Выявление трещины по способу измерения разности магнитных потоков неудобно в том отношении, что приходится или проводить измерения на фоне очень сильного первичного поля или избавляться от влияния последнего введением дифференциальной пары катушек. Это неудобство совершенно устраняется при выявлении трещин по способу измерения нормальной составляющей магнитного поля вихревых токов, поскольку в этом случае измерительная катушка располагается так, что ее ось оказывается перпендикулярной к направлению первичного поля. Результаты измерений выявляемости трещины по нормальной составляющей поля вихревых токов представлены на рис. 15 и 16. Рис. 15 показывает зависимость величины нормальной составляющей магнитного поля от расстояния до середины трещины. Измерения проведены при частоте в 1000 гц, длина трещины составляла 2 см. Кривая I относится к измерениям, проведенным вдоль самой трещины. Кривая II представляет данные измерений, проведенных по линии, параллельной трещине и отстоящей от последней на расстояние 0,5 см. Кривая III представляет аналогичные результаты измерений по линии наблюдения, отстоящей от трещины на 1 см.

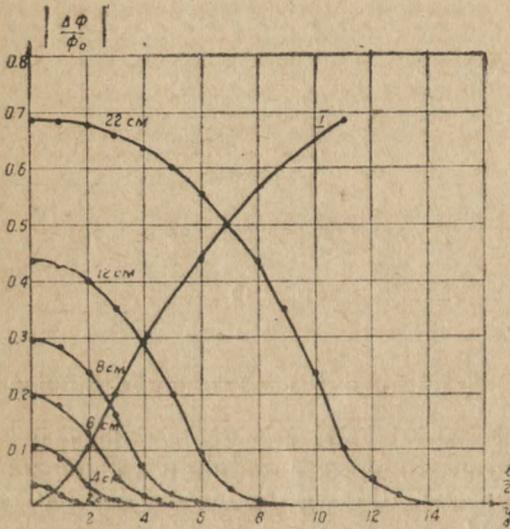


Рис. 13

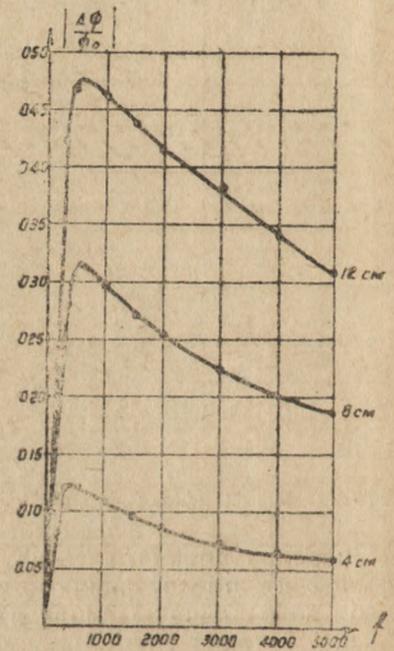


Рис. 14

Из графика видно, что нормальная компонента напряженности магнитного поля вихревых токов в рассматриваемом случае составляет 40% от напряженности первичного поля.

Рис. 16 иллюстрирует результаты подобных же измерений, проведенных при трещине длиной в 10 см ($f = 1000$ гц).

Измерения показывают, что в этом случае нормальная составляющая почти в 1,4 раза превышает напряженность первичного поля.

На рис. 17 дана зависимость нормальной составляющей поля вихревых токов от длины прореза. Из графика видно, что выявляемость трещины с увеличением ее длины в широких пределах растет почти по линейному закону [сравни рис. 13].

На рис. 18 представлена частотная зависимость величины нормальной составляющей у конца трещины. Кривые показывают наличие очень тупого максимума.

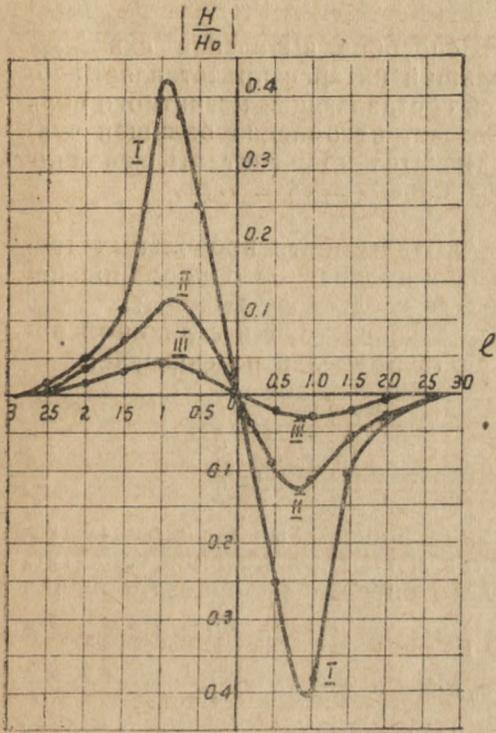


Рис. 15

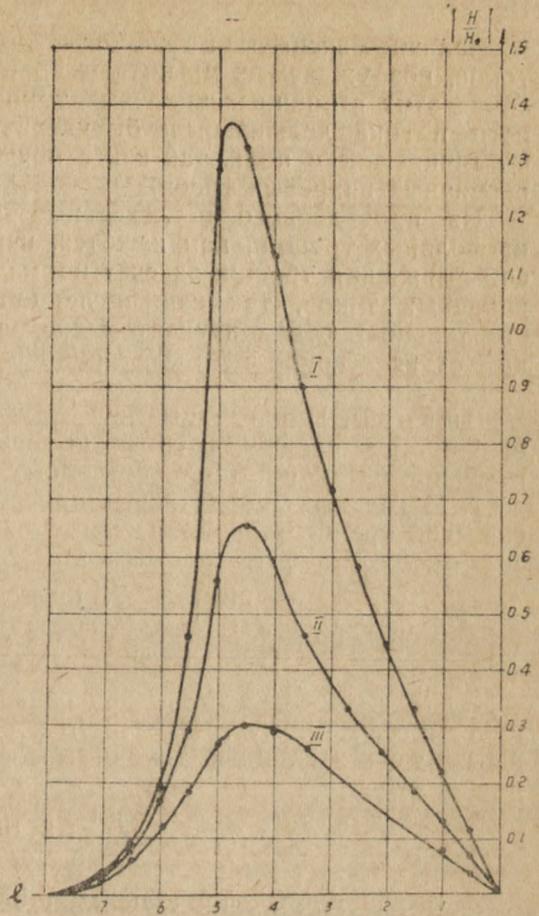


Рис. 16

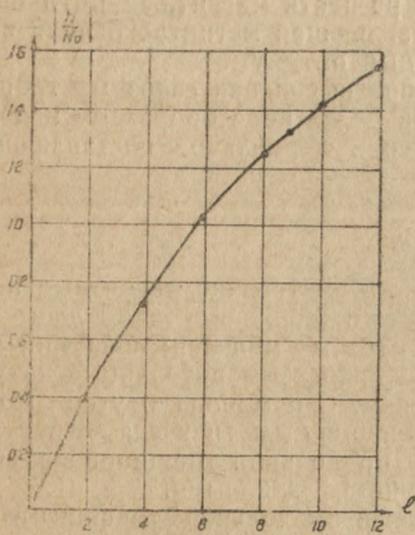


Рис. 17

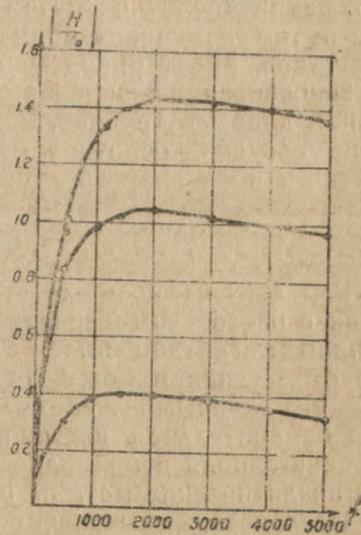


Рис. 18

Наличие максимума можно объяснить образованием вторичных вихревых токов, возбуждаемых магнитным полем тока, огибающего трещину. Без наличия этих вторичных вихревых токов нормальная составляющая магнитного потока должна была бы увеличиваться с возрастанием частоты намагничивающего поля, так как с повышением частоты увеличивается сила первичных вихревых токов.

Из проведенного исследования двух способов выявления сквозных продольных трещин, нам кажется, наибольший интерес представляет способ выявления трещин за счет нормальной составляющей магнитного поля вихревых токов, так как последний обладает несомненно большей чувствительностью и допускает выполнение искательной системы, свободной от всех неудобств дифференциальной пары.

Выводы. Проведенные исследования выявляемости продольных трещин в тонкостенных трубках, помещенных в продольное однородное переменное магнитное поле, позволяют сделать следующие выводы:

1. Магнитный поток через поперечное сечение трубки с длинной несквозной трещиной приближенно может быть вычислен по формуле:

$$\frac{\Phi_{\theta}}{\Phi_0} = \cos \varphi_{\theta} e^{-j\varphi_{\theta}}, \quad \operatorname{tg} \varphi_{\theta} = - \frac{\mu_0 \omega d \sigma_0}{2 - \frac{4d}{\pi^2 a} \ln \cos \frac{\pi}{2} \frac{b}{d}}$$

2. Оптимальная частота при обнаружении продольных несквозных трещин методом последовательного сравнения магнитных потоков через испытываемую и эталонную трубки может быть определена ориентировочно из формулы:

$$f = 1,8 \cdot 10^7 \frac{1}{\sigma_0 ad}$$

3. Выявляемость продольных длинных несквозных трещин в трубках по дифференциальной схеме будет тем выше, чем ниже (до некоторого предела, пока не установленного) частота намагничивающего поля.

4. Выявляемость продольных сквозных трещин конечной длины при обнаружении последних путем измерения разности магнитных потоков, а также путем измерения нормальной составляющей магнитного поля вихревых токов, имеет определенный частотный оптимум.

5. На основании сравнения двух способов выявления сквозных трещин конечной длины в трубках, можно считать более целесообразным использование способа, основанного на измерении нормальной составляющей магнитного поля вихревых токов.

§ 5. Заключение

1. Рассмотрена возможность исследовать внутренние магнитные поля в телах с осевой симметрией, находящиеся в продольном однородном переменном магнитном поле, с помощью ртутных моделей; показано, что при этом с успехом можно пользоваться тонкими измерительными катушками, снабженными железным сердечником. С помощью ртутной модели и измерительной катушки с сердечником была изучена структура внутреннего поля в цилиндре с открытой продольной трещиной в случае, когда аналитические методы оказывались неэффективными.

2. Исследована выявляемость внутренней продольной трещины в цилиндре, развивающейся симметрично от оси в стороны. Показано, что выявляемость такой трещины очень слаба и имеет четко выраженный ча-

стотный оптимум. Указана формула для ориентировочного значения оптимальной частоты.

3. Рассмотрена выявляемость длинных несквозных и относительно коротких сквозных трещин в немагнитных трубках. Дано приближенное выражение, характеризующее выявляемость несквозной трещины по продольному магнитному потоку. Выведено приближенное выражение для оптимальной частоты магнитного поля. Показана целесообразность использовать для обнаружения сквозных трещин конечной длины нормальную составляющую магнитного поля вихревых токов.

Лаборатория дефектоскопии
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Ботаки, Труды СФТИ, 24, 231, 1947
2. А. М. Эфрос, ЖТФ, 10, 467, 1940.
3. К. В. Григоров, Зав. лаб., 7, 200, 1938.
4. Lyons Walter, Proc. IRE, 21, 574, 1933.
5. Г. А. Бюлер, А. Б. Сапожников, Б. Н. Путков, Труды СФТИ, 26, 195, 1948.
6. П. Н. Большаков, В. Ф. Ивлев, Б. П. Кашкин, А. Б. Сапожников и Н. М. Шилов, Труды СФТИ, 5, 1938.

АБРАЗИВНЫЙ ИЗНОС МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

К. В. Савицкий

На технически чистых металлах и двойных сплавах эвтектического типа показана справедливость линейной зависимости между величиной объемного или весового износа и силой трения. Тангенс угла наклона прямых имеет физический смысл удельной работы износа и отражает интенсивность износа при данных условиях опыта. Установлено, что изменение удельной работы износа для чистых металлов имеет хорошее качественное соответствие с изменением твердости по методу царапания и эффективного напряжения резания. Для сплавов смесей показано, что удельная работа износа не подчиняется закону аддитивности свойств, установленному академиком Курнаковым и его школой.

§ 1. Введение и цель работы

В практике современного машиностроения используется большое число различных сталей и других сплавов, из которых значительная часть подвергается обработке резанием и шлифованием. Однако способности различных металлов и их сплавов к тому или иному виду обработки далеко не одинаковы.

Оценку обрабатываемости металлов в практике производят либо по расходу мощности, затрачиваемой на единицу веса или объема срезаемого металла за единицу времени, либо по стойкости инструмента от заточки до переточки. Такие способы оценки обрабатываемости требуют постановки специальных опытов, связанных с непосредственной обработкой металлов тем или иным видом инструмента. Отсюда повсюду стремление многих исследователей установить связь между обрабатываемостью металлов и их механическими свойствами. Отыскание такой зависимости позволило бы заранее предсказать поведение того или иного металла в условиях резания или шлифования, дало бы возможность установить оптимальные режимы обработки и значительно повысило бы эффективность использования станочного парка и инструмента.

Следует заметить, что эти попытки связать сопротивляемость металлов резанию и износу при трении как металлических поверхностей, так и металла по абразиву (шлифование) с их физико-механическими свойствами не дали положительных результатов.

Установленные эмпирические зависимости между сопротивлением резанию и износу, с одной стороны, и твердостью по Бринелю, временным сопротивлением разрыву и другими характеристиками, с другой, применительно к углеродистым сталям, имеют значительные расхождения при распространении их на легированные стали, и наоборот.

Как показывает опыт, сопротивление металлов износу (сопротивление шлифования) при трении не увеличивается пропорционально увеличению временного сопротивления разрыву или твердости, определенной одним из обычно применяемых методов.

Тем не менее, твердость, определенная как сопротивление внедрению, и пластичность являются факторами, оказывающими существенное влияние на обрабатываемость (износ) металлов при шлифовании. Как известно, высокая твердость, определенная при вдавливании, приводит во многих случаях к уменьшению износа металлов и показывает этим высокое

сопротивление вмятию, нанесению царапин и деформации металла. Точно также значительная пластичность металла может привести к уменьшению износа, вследствие интенсивного „засаливания“ круга и затруднения удаления стружки из зоны резания.

Говоря о влиянии механических свойств металлов на обрабатываемость шлифованием, нельзя не указать на изменение величины обрабатываемости или износа металлов в зависимости от изменения основных параметров шлифования. Дело в том, что обработка металлов в условиях высокого удельного давления и наличия больших скоростей может привести к существенным изменениям свойств поверхностных слоев обрабатываемого металла. Наряду с изменением свойств обрабатываемой поверхности при изменении режимов шлифования (глубины резания, подачи и скорости) изменяются и условия работы абразивных зерен в зоне резания. При неблагоприятных условиях работы абразивных зерен будет иметь место выкрашивание зерен и их преждевременное притупление с резким повышением температуры шлифуемой поверхности. Эти изменения могут быть вызваны наклепом металла и структурными превращениями под действием высоких напряжений и температуры. Примером существенного изменения свойств поверхностных слоев обрабатываемого металла при изменении условий шлифования является высокомарганцовистая сталь аустенитного класса, известная в литературе под названием стали Гадфильда. В условиях шлифования совершенно мягкими точильными камнями, разрушающимися при небольших усилиях, аустенитная марганцовистая сталь обрабатывается быстрее, чем обычная углеродистая цементированная сталь. В условиях же шлифования при высоких удельных давлениях твердыми кругами эта же сталь, несмотря на сравнительно низкую твердость ($200-250H_B$), почти не поддается обработке, оказывая сопротивление износу во много раз большее, чем углеродистые цементированные стали. Причиной столь резкого ухудшения обрабатываемости аустенитных сталей является значительное возрастание твердости поверхностного слоя за счет распада аустенита с выделением мелкодисперсных карбидов под совместным влиянием внешних напряжений и температуры. Точно также большое различие в сопротивляемости износу в зависимости от условий истирания между группой тройных медных сплавов ($Cu + Al + Mn$) и сталями выявляется при сравнении их твердости по Бринелю с потерей в весе образцов.

Из приведенных примеров следует, что относительное значение твердости и других механических характеристик поверхности обрабатываемой детали претерпевает непрерывное изменение вместе с условиями, при которых происходит шлифование. Поэтому численное значение твердости, как и других характеристик, определенных обычными способами, не может отражать свойства металлов в условиях шлифозки, а следовательно, не может быть показателем их обрабатываемости. Поэтому не случайно, что многие исследователи, изучавшие износ металлов в зависимости от свойств обрабатываемых металлов, приходят к выводу, „что нет такого отдельного особого свойства металла, которое было бы всегда связано с его высоким сопротивлением износу при трении“ [1].

Такое заключение не лишено смысла. Оно не отрицает зависимости износа или обрабатываемости от механических свойств обрабатываемых металлов, а указывает на необходимость отыскания такой характеристики которая отражала бы собою изменение ряда отдельно взятых свойств применительно к условиям трения.

К сожалению, большинство исследований, проведенных с целью установления связи износа металлов с их механическими свойствами, рассматривает процесс износа в его сложном виде, в сочетании одновременного

влияния многих факторов как на условия трения, так и на механические, химические и другие свойства самих трущихся материалов.

В значительном числе случаев сопротивление металла изнашиванию, при большом диапазоне скоростей трения, сравнивается с механическими характеристиками, определяющими не поверхностные, а объемные свойства металлов в условиях статического деформирования. При этом не учитывается изменение механических свойств поверхностей трения вследствие нагрева, окисления, наклепа, изменения структуры и других явлений. В огромном большинстве случаев принятые характеристики износа весового, объемного и линейного), рассматриваются вне энергетической стороны процесса (работы сил трения). Поэтому нельзя не согласиться с критикой исследований, проведенных в области износа при трении, данной профессором В. Д. Кузнецовым [2], и с его указанием, что „задача научного исследования и заключается в том, чтобы исследовать явление не во всей его сложности, а в упрощенном виде, когда из всех, влияющих на это явление факторов, изменяется только один, а остальные остаются неизменными“. В связи с этим мы считаем, что указание академика Давиденкова [3], что „разрушение материала в процессе трения зависит от вполне своеобразных свойств материала, не стоящих в непосредственной связи ни с какими другими его механическими характеристиками“, является преждевременным.

На основании вышесказанного можно предполагать, что сопротивление металлов износу при трении можно характеризовать механическими свойствами только в том случае, когда при данных условиях трения не происходит изменения этих свойств или когда имеется возможность учета величины и знака этого изменения.

Предпринятая работа и была произведена с целью экспериментальной проверки высказанного выше предположения.

§ 2. Экспериментальная часть и полученные результаты

На основании изложенного в предыдущем параграфе, выбранная методика исследований и установка для их проведения должны были по возможности обеспечивать исключение влияния большого числа факторов на результат опыта. В соответствии с этим при разработке методики испытания на износ и выборе конструкции установки предусматривались: 1) постоянная малая скорость трения, исключая нагрев истираемого образца; 2) постоянство трущихся поверхностей при исключении влияния продуктов износа; 3) возможность изменения в широких пределах нормальной нагрузки на образец и 4) возможность измерения сил трения.

Так как при трении металлических поверхностей, вследствие наличия окисных пленок и проявления сил адгезии, сравнительно трудно создать постоянные условия трения и изучить зависимость сил трения и износа от величины нормальных нагрузок в чистом виде, то мы остановились на абразивном трении, когда одна из трущихся поверхностей является абразивом. В этом случае влияние окисных пленок почти исключено, так как при трении металла по абразиву, даже при ничтожно малых нормальных давлениях, зерна абразива при своем внедрении и перемещении обнажают все новые и новые поверхности металла. Кроме того, при трении металла об абразив силы адгезии не играют существенной роли. Совершенно случайно профессор В. Д. Кузнецов, рассматривая зависимость износа от механических свойств, указывает: „мне кажется, что изучение износа по абразивной поверхности может дать для теории значительно больше, чем изучение износа металла по металлу. Поэтому в первую очередь необходимо сосредоточить внимание на изучении этого износа, а затем уже перейти к износу, который имеет место на практике“.

Так как простое трение металлических поверхностей без удаления продуктов износа может быть сведено к абразивному трению, то полученные в данной работе результаты, как нам кажется, в принципе могут быть перенесены на явления износа при трении разнородных металлических поверхностей.

В качестве абразива применялась наждачная бумага №№ 170, 00 и 230. Абразивная способность наждачной бумаги, взятой из одного выпуска в виде десятиметровых полос, контролировалась по величине износа эталонного образца из однородной прутковой меди за единицу пути при постоянной нормальной нагрузке. Контролю подвергались несколько полосок бумаги (обычно 3—5) от каждого метра длины полосы. Бумага разрезалась на полоски длиной 300 мм и шириной 70 мм, которые затем наклеивались на специальные стальные пластины толщиной 12 мм с помощью казеинового клея.

Материалом для исследования служили технически чистые металлы: свинец, олово, алюминий, цинк, медь, железо и сталь У12 А, а также сплавы свинца с оловом разных концентраций. Образцы для испытания диаметром в 5 мм и высотой 25-30 мм изготовлялись: из свинца, олова и их сплавов путем продавливания через очко с последующим отжигом при 100°C в течение трех часов. Образцы из алюминия, меди и стали изготовлялись из пруткового материала с отжигом при соответствующей каждому металлу температуре в течение 2-х часов.

Испытания производились на специальной машине конструкции Сибирского физико-технического института, работающей по принципу возвратно-поступательного движения. Скорость перемещения сплава v была равна 0,34 м/мин, что исключало возможность заметного нагрева образцов в условиях испытания.

Нормальная нагрузка на образец задавалась с помощью неравноплечевого рычага от десятков грамм до десятков килограмм.

Сила трения измерялась с помощью пружинного динамометра с индикатором.

Для повышения чувствительности динамометра при переходе от больших нагрузок к меньшим применялись пружины меньшего сечения. Пружины изготовлялись из стали 50 ХМА с последующей термической обработкой. Тщательное крепление пружин и индикатора, а также применение подвесок для исключения влияния собственных колебаний установки позволяли получать устойчивые показания индикатора в процессе опыта. Тарировка динамометра производилась путем непосредственного нагружения.

Величина износа определялась путем взвешивания образцов с точностью до 0,1 мг. Износ образца производился в несколько проходов в одном направлении, при этом каждый проход осуществлялся по новому месту шлифовальной бумаги. Для этой цели при конструировании машины предусматривалась возможность перемещения стола не только в продольном но и в поперечном направлении. Общая длина пути трения образца для получения одного измерения величины износа составляла 111 см. Учитывая неизбежные погрешности в производстве опытов с абразивами, мы определяли величину износа одного образца как среднее арифметическое из 3—5 последовательных измерений при данной нагрузке. Определение же силы трения в общей сложности проводилось по 12—20 отсчетам динамометра, так как для определения одной точки весового износа образец истирался по наждачной бумаге в четыре прохода.

Полученные результаты опытов по износу технически чистых металлов представлены на рис. 1, а для сплавов свинца с оловом на рис. 2.

Из рассмотрения данных рис. 1 и 2 прежде всего следует, что для всех исследованных нами металлов и сплавов зависимость между износом и силой трения имеет прямолинейный характер. При этом тангенс угла наклона этих прямых, характеризующий собою интенсивность износа при

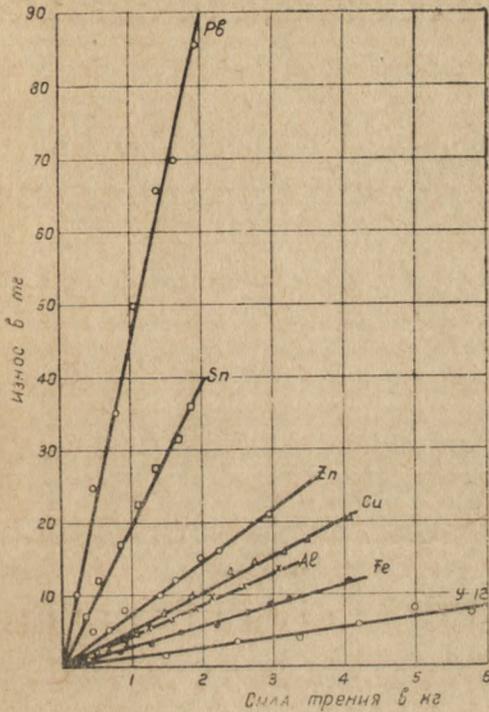


Рис. 1

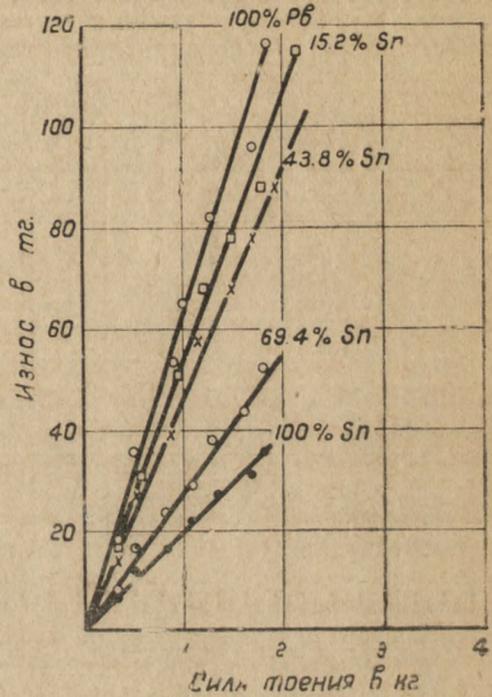


Рис. 2

данных условиях опыта, для различных металлов различен. Однако нетрудно видеть, что взаимное расположение кривых не находится в закономерной зависимости с известными механическими характеристиками изнашиваемых металлов. Так, например, кривая износа алюминия лежит между кривыми износа меди и железа, в то время как твердость и другие механические свойства алюминия значительно ниже численных характеристик сопротивляемости деформированию меди.

На рис. 3 представлена зависимость весового износа чистых металлов от твердости по Бринелю. Определение весового износа производилось при одинаковой нормальной нагрузке, равной 2,2 кг и поперечном сечении образцов в 0,2 см². Как это следует из рис. 3, зависимость износа от твердости по Бринелю довольно сложна, причем обращает на себя внимание то обстоятельство, что величины весового износа для алюминия, цинка, меди, несмотря на значительное различие по твердости, имеют лишь незначительное отличие. В связи с этим нам представляется, что оценка изнашиваемости металлов по величине убыли в весе, без учета различия в удельных весах и различия работы, затрачиваемой на трение, является не совсем правильным. При этом, так как твердость по Бринелю имеет физический смысл удельной работы пластической деформации, то нам казалось правильным провести сопоставление твердости по Бринелю не с весовым износом, а со значением удельной работы износа. На рис. 4 на кривой 1 изображена зависимость удельной работы износа от твердости

испытываемых металлов. Легко видеть, что изменение удельной работы износа находится в хорошем соответствии с твердостью по Бринеллю. Однако несколько лучшее соответствие имеет место при сопоставлении

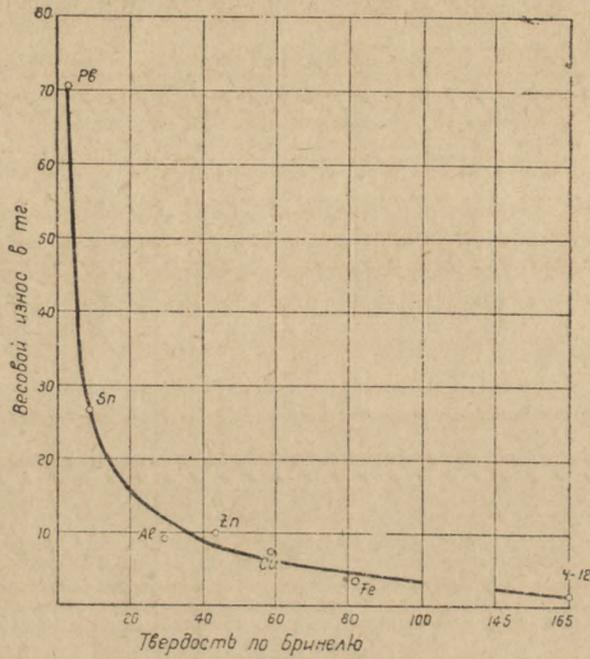


Рис. 3

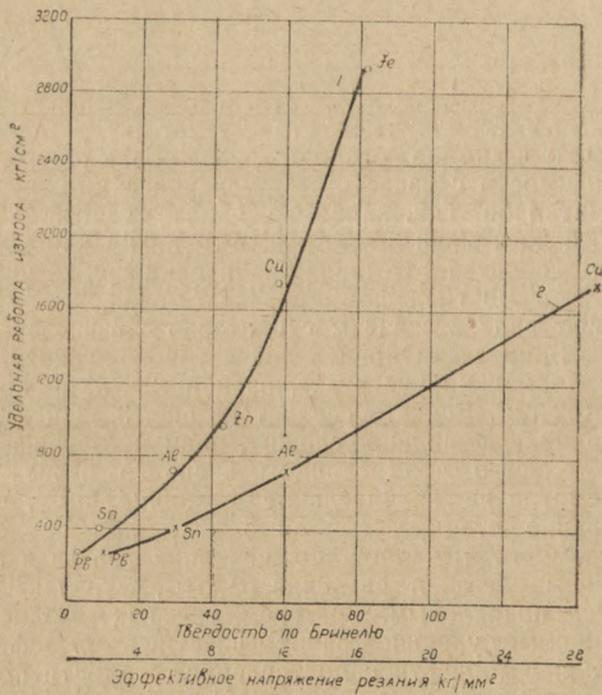


Рис. 4

удельной работы износа с эффективным напряжением резания (кривая 2 рис. 4).

Таким образом, на основании полученных результатов можно сделать вывод о существовании некоторой связи между износом металлов, принимая за характеристику износа величину удельной работы, и другими свойствами материалов.

Так как процесс абразивного износа представляет собою процесс разрушения поверхности материала вследствие трения о нее твердых абразивных частиц, то, согласно утверждению Кузнецова [2], „между явлением простого царапания и абразивным износом должна существовать глубокая связь“.

Для проверки указанного предположения нами были определены значения твердости по царапанию для всех исследованных нами металлов. Твердость по царапанию определялась на той же установке, что служила

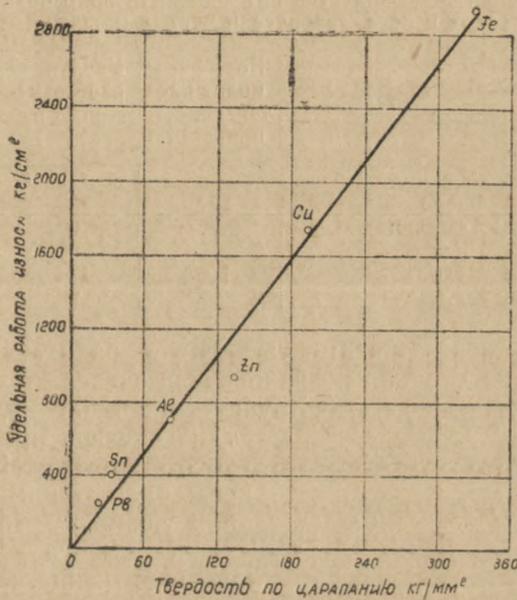


Рис. 5

и для опытов по износу, только вместо образца зажималась закаленная игла из стали У12 А с углом заточки конуса 90°. Нормальная нагрузка на острие составляла 4 кг. Значение твердости вычислялось как отношение работы тангенциальной силы к объему вытесненного металла. Эти значения твердости имеют физический смысл удельной работы царапания.

На рис. 5 представлена зависимость удельной работы износа от твердости или удельной работы царапания для некоторых технически чистых металлов. Если не считать выпавшую точку для цинка, то для всех остальных металлов имеется прямолинейная зависимость. Наличие качественного соответствия в изменении эффективного напряжения резания (кривая 2 рис. 4) и удельной работы царапания (рис. 5) с изменением удельной работы износа указывает на наличие некоторой общности в механизме рассматриваемых процессов.

Мы считаем, что величина работы износа является более чувствительной характеристикой поведения материала в условиях трения и может служить критерием для суждения об относительной сопротивляемости материалов износу. В одной из своих последних работ Хрущов [4] предло-

жил новый метод испытания для оценки прирабатываемости подшипниковых материалов. Согласно этому методу, способность материалов прирабатываться оценивается по двум показателям, одним из которых является величина коэффициента интенсивности приработки S . Если сравнить значения коэффициентов приработки для технически чистых металлов по данным Хрущева со значениями удельной работы износа по нашим опытам (табл. 1), то легко усмотреть некоторую взаимосвязь между ними. Чем больше коэффициент интенсивности приработки, тем меньше значение удельной работы износа. Можно предполагать, что величина удельной работы износа и для других металлов и сплавов может явиться хорошей характеристикой для оценки их способности прирабатываться в условиях износа.

Таблица 1

Численные значения коэффициентов интенсивности приработки и удельных работ износа технически чистых металлов

Металл	Коэффициент интенсивности приработки	Удельная работа износа в $кг/см^2$
Свинец	106	182
Олово	22,1	380
Алюминий	2,7	607
Цинк	1,6	906
Медь	1,07	1746
Железо	—	2980

На рис. 6 изображена зависимость удельной работы износа от концентрации сплавов свинца с оловом. Аналогичная зависимость с наличием точки перегиба была ранее получена Хрущевым и Бабичевым [5] для данного

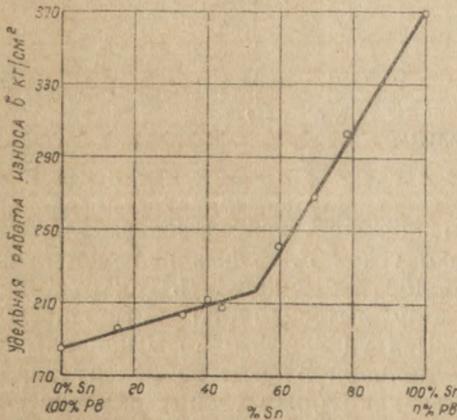


Рис. 6

типа сплавов при изучении их износостойкости. Наличие резко выраженной точки перегиба на кривой удельной работы износа и износостойкости антифрикционных сплавов свидетельствует, с одной стороны, о невыполнимости закона аддитивности свойств сплавов смесей в условиях испытания их на износ и, с другой,—о невозможности характеризовать сопротивляемость сплавов износу механическими характеристиками, отражающими объемные свойства сплавов. Как известно, твердость по Бринелю, давление истечения, временное сопротивление разрыву и другие механические свойства сплавов типа свинец-олово изменяются в за-

висимости от концентрации по линейному закону, исключая небольшие области твердых растворов предельных концентраций. Следовательно, использование твердости по Бринелю, как и других известных характеристик механических свойств сплавов для оценки их износостойкости может привести к ошибочным выводам. Наличие же качественного соответствия зависимостей износостойкости сплавов и удельной работы износа от концентрации сплавов дает нам основание думать о возможности применения

удельной работы износа в качестве некоторой особой характеристики сопротивляемости сплавов износу.

§ 3. Выводы

1. На технически чистых металлах и двойных сплавах показана выполнимость линейной зависимости между износом и величиной сил трения. Отмечено, что оценка износостойкости металлов по величине убыли в весе образца не дает качественного соответствия с изменением механических свойств металлов и высказано соображение об оценке износостойкости металлов по величине удельной работы износа.

2. Проведенные испытания показали существование закономерной связи между удельной работой износа технически чистых металлов, твердостью по Бринелю, эффективным напряжением резания и удельной работой цаппания. Показана возможность оценки интенсивности приработки металлов и сплавов по величине удельной работы износа.

3. Установлено, что для сплавов смесей удельная работа износа не подчиняется закону аддитивности и что износостойкость в этом случае не может быть оценена твердостью по Бринелю и другими механическими свойствами.

Металлографическая лаборатория
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Hankins, P. I. Mech. Ing., May, 317, 1929.
2. В. Д. Кузнецов, Физика твердого тела, т. 4, Полиграфиздат, Томск, 1947.
3. Н. Н. Давиденков, Динамические испытания металлов, ОНТИ, 1936, стр. 356—380.
4. М. М. Хрущов, Исследования приработки подшипниковых сплавов и цапф, изд. АН СССР, 1946.
5. М. М. Хрущов и М. Л. Бабичев, Трение и износ в машинах, сборник 1, изд. АН СССР, 1941.

ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ЗЕРНА НА АБРАЗИВНЫЙ ИЗНОС ЖЕЛЕЗА

К. В. Савицкий

Изучалось влияние величины зерна на износ железных образцов при трении об абразивную поверхность. Показано влияние твердости абразивного круга на величину износа крупнозернистого и мелкозернистого железа.

В подавляющем большинстве исследований, посвященных трению металлических поверхностей или трению металла по образиву, совершенно не учитывается влияние геометрических размеров структурных элементов трущихся тел. Исходя из общепринятых представлений о влиянии величины зерна на механические свойства металлов, можно было предполагать, что с уменьшением величины зерна должно возрасти сопротивление износу, так как мелкозернистый материал обладает более высокими механическими качествами по сравнению с крупнозернистым. Однако последнее предположение, как это следует из литературных данных, не согласуется с экспериментом.

Эйлендер, Эртель и Шмальц [1] при испытании электролитического железа на износ на машине Шпинделя установили следующую зависимость износа от величины зерна:

Величина зерна η^2	Износ $мм^2$
20.15	142
17.70	166
9.80	169

Величина износа в опытах Эйлендера, Эртеля и Шмальца определялась по величине площади сегмента, прорезанного стальным кругом после предварительного прохода пути в 100—200 метров.

Из полученных данных следует, что влияние величины зерна при испытании на износ не может быть объяснено из обычных представлений об изменении тех или иных механических свойств с изменением величины зерна.

Из практики механической обработки стали также известно, что крупнозернистая сталь в ряде случаев обладает худшей обрабатываемостью и не дает достаточной степени чистоты поверхности при шлифовке по сравнению с мелкозернистой сталью.

Несмотря на практическую важность рассматриваемого вопроса, в литературе мы не нашли указаний на влияние величины зерна на абразивный износ металлов. Является ли возрастание износа с уменьшением величины зерна по опытам Эйлендера, Эртеля и Шмальца специфической особенностью трения металлических поверхностей, где в значительной мере могут иметь место диффузионные и окислительные процессы в поверхностных слоях трущихся тел, и будет ли оно иметь место при абразивном трении, где эти процессы проявляются в меньшей степени?

Для ответа на поставленные вопросы были проведены опыты по изучению влияния величины зерна в техническом железе на значения силы трения и износа при трении об абразивную поверхность.

Для получения зерна различной величины отожженные образцы из технического железа деформировались растяжением до различных степеней деформации и подвергались отжигу (рекристаллизации) при температуре 800—1000°C с выдержкой от двух до двенадцати часов. В результате варьирования степени предварительной деформации, температуры и времени выдержки удалось получить образцы, в плоскости поперечного сечения которых (13,4 мм²) содержалось от 1 до 80 зерен.

В качестве абразива использовалась наждачная бумага № 170, а затем электрокорундовые круги различной твердости. Величина износа определялась по весовой убыли образца за равные пути трения с точностью до 0,1 мг. Однородность наждачной бумаги, а также абразивная способность шлифовальных кругов контролировались с помощью контрольных испытаний эталонных образцов из однородной прутковой меди.

Испытание на износ проводилось на специальной машине конструкции Сибирского физико-технического института при поступательном движении стола со скоростью 0,34 метра в минуту. При трении о наждачную бумагу, после каждого прохода образец перемещался в поперечном направлении на некоторое расстояние, достаточное для того, чтобы он при очередном проходе терся все время о свежую абразивную поверхность.

Сила трения измерялась с помощью пружинного динамометра с индикатором. Опыты проводились при нормальных нагрузках на образцы, меняющихся от 0,7 кг до 7,5 кг. Общая длина пути трения составляла 2,2 м.

При использовании шлифовальных кругов трение проводилось по одному месту с использованием установки, описание которой имеется в литературе [2].

Полученные результаты испытания на износ при трении о наждачную бумагу представлены в табл. 1.

Таблица 1

Железо. Зависимость сил трения и износа от величины зерна
 $v = 0,34$ м/мин, $l = 2,2$ м, $S = 13,4$ мм²

Нормальная нагрузка на образец в кг	Число зерен в плоскости поперечного сечения					
	80		21		1	
	Сила трения в кг	Износ в мг	Сила трения в кг	Износ в мг	Сила трения в кг	Износ в мг
0,735	0,42	2,4	0,43	2,4	0,48	2,5
1,470	0,86	4,2	0,90	4,4	0,89	4,4
2,205	1,29	6,6	1,28	6,6	1,35	7,3
2,940	1,71	9,6	1,76	9,8	1,74	10,4
3,675	2,21	11,7	2,18	12,7	2,18	12,3
4,410	2,66	15,0	2,54	13,6	2,52	12,7
5,145	2,96	17,4	2,95	15,8	2,96	14,0
5,880	3,21	18,2	3,28	18,5	3,32	18,4
6,615	3,68	18,8	3,68	19,1	3,60	17,8
7,350	4,07	23,7	4,06	23,0	4,02	20,6

Из рассмотрения табличных данных следует, что величина силы трения при данной нормальной нагрузке не зависит от величины зерна испытываемых образцов. Величина же весового износа, если и имеет некоторую тенденцию к возрастанию с уменьшением величины зерна, то только при повышенных нормальных нагрузках. Однако это возрастание весьма незначительно и в ряде случаев не выходит за пределы ошибок опыта.

Таким образом, следует считать что изменение величины зерна в 80 раз при неизменной абразивной способности не дает заметного изменения в износе. Причину сильного влияния величины зерна в опытах Эйлендера

Эртеля и Шмальца, по нашему мнению, следует искать в различном изменении свойств поверхностных слоев трущейся пары под влиянием диффузионных и окислительных процессов. Чем меньше величина зерна в металле, тем в большей степени проявляется диффузионная пластичность. Протеканию диффузионной пластичности в условиях трения способствует наличие градиента напряжений и повышение температуры на плоскостях трения, что несомненно имело место в опытах Эйлендера, Эртеля и Шмальца, проводивших испытания на машине Шпинделя.

Как уже было указано выше, мы провели также испытания на износ железа с различной величиной зерна при трении о поверхность шлифовальных кругов без удаления продуктов износа. Постановка таких опытов диктовалась приближением их к реальной работе абразивного инструмента. В этих опытах на пути трения 1,5 м образцы из мелкозернистого и крупнозернистого железа истирались в течение 10 мин 29 сек при одинаковой первоначальной абразивной способности круга. Полученные результаты сравнивались между собой.

На рис. 1 приведены результаты испытаний для мелкозернистого алундового круга с твердостью CM_2 . Кривая 1 относится к мелкозернистому образцу, а кривая 2—к крупнозернистому. Из рис. 1 следует, что сопро-

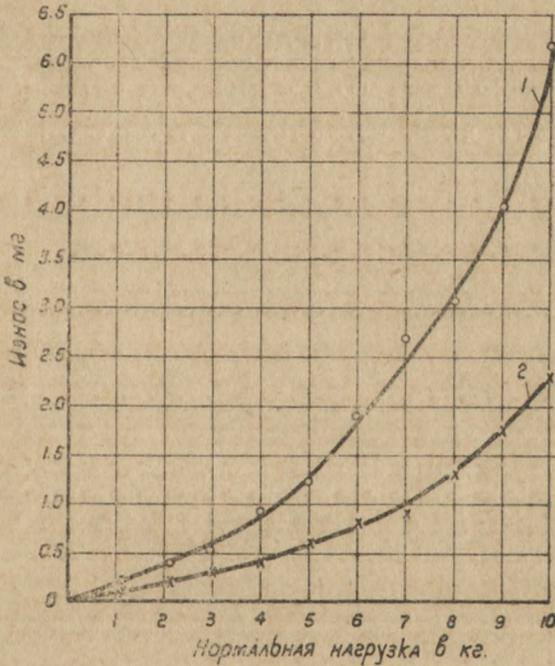


Рис. 1

тивляемость износу мелкозернистого железа заметно меньше, чем крупнозернистого.

Нетрудно видеть, что это отличие возрастает по мере увеличения нормальной нагрузки. Такой ход кривых свидетельствует о постепенном возрастании режущей способности круга по сравнению с начальной по мере увеличения нагрузки на образец. Интересным является то обстоятельство, что это изменение абразивной способности зависит от исходной величины зерна испытуемого образца. Можно предполагать, что мелкозернистый ма-

териал в меньшей степени засоряет абразив и способствует большему износу круга, обнажая все новые и новые режущие грани абразивных зерен. Для того, чтобы убедиться, что величина зерна обрабатываемого материала по разному влияет на абразивную способность шлифовального круга и что это влияние связано с твердостью самого круга, мы провели сравнительные опыты для тех же образцов на электрокорундовом круге твердости СТ-2К. Испытания проводились при двух нагрузках на образец 8 кг и 12,5 кг при общем пути трения 8,36 м.

При этом оказалось, что мелкозернистое железо дало износ (средний из трех испытаний), соответственно нагрузкам, в 83,8 кг и 111,5 мг, в то время как крупнозернистое железо дало износ в 90,2 кг и 122 мг. Полученные данные показывают, что при обработке твердыми кругами мелкозернистый материал в большей степени засаливает круг и понижает его абразивную способность, нежели крупнозернистый материал.

Проведенные опыты, как нам представляется, дают основание сделать вывод о целесообразности обработки мелкозернистых материалов мягкими кругами и наоборот.

Металлографическая лаборатория
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Давиденков, Динамические испытания металлов, ОНТИ, 1936, стр. 356—380.
2. К. В. Савицкий и В. В. Ефремова, Труды СФТИ, 24, 67, 1947.

ТЕМПЕРАТУРА ДУГОВОГО РАЗРЯДА ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

О. П. Семенова и В. В. Коханенко

Исследована зависимость температуры газа и „температуры возбуждения“ от давления дугового разряда в пределах от атмосферного до 3 см Hg. Сделан вывод о нарушении термодинамического равновесия при давлении, близком к атмосферному. Показано, что при давлениях от 10 см Hg и выше измеренная нами „температура возбуждения“ равна электронной температуре.

§ 1. Введение

Целым рядом работ установлено, что в положительном столбе дугового разряда, горящего при атмосферном давлении, имеет место состояние термодинамического равновесия, при котором нейтральные и заряженные частицы имеют одинаковую температуру. Возбуждение и ионизация в таких дугах носят термический характер.

Представляет интерес исследование границ дугового разряда пониженного давления с целью выяснения границ давления, соответствующих нарушению термодинамического равновесия. В неравновесных разрядах можно искать новые возможности для воздействия на интенсивность спектральных линий, что очень важно для развития спектрального анализа. Кроме того, изучение такого промежуточного между тлеющим и дуговым типа разряда интересно и для физики газового разряда.

В некоторых работах [1], посвященных исследованию зависимости от давления температуры разряда, определенной по ротационной структуре молекулярного спектра CN и из относительной интенсивности атомных линий, сделан вывод о том, что нарушение термодинамического равновесия происходит при давлении порядка 0,1 атмосферы. При давлении ниже 0,1 атмосферы термическое возбуждение спектра уступает место возбуждению электронным ударом.

В работе Семеновой [2] была исследована зависимость от давления в дуговом разряде „эффективной температуры“, определенной из относительной интенсивности атомных спектральных линий меди 5105 Å и 5153 Å (рис. 1). „Эффективная температура“ подсчитывалась по формуле Больцмана при подстановке в последнюю экспериментально найденных значений относительной интенсивности указанных линий меди. Было установлено, что при уменьшении давления от атмосферного до 35 см Hg температура медленно понижается, затем резко падает, и при давлении около 27 см Hg имеет минимум; при дальнейшем понижении давления тем-

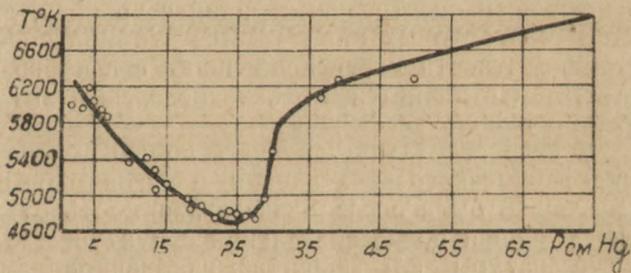


Рис. 1

пература растет. В условиях термодинамического равновесия „эффективная температура“, очевидно, должна быть равна общей температуре разряда — температуре заряженных и нейтральных частиц. В работе Сахарова [3] обсуждался вопрос о значении „эффективной температуры“, названной им „температурой возбуждения“, в условиях нарушения термодинамического равновесия. Пересмотрев вопрос о роли газовых и электронных соударений в возбуждении атомов Сахаров делает вывод о том, что при любых давлениях, в том числе и при атмосферном, возбуждение атомов происходит при их соударении с электронами. Этот вывод находится в противоречии с заключением, сделанным Орнштейном [4], о преобладающей роли газовых соударений над электронными при возбуждении атомов в дуговом разряде атмосферного давления. Представления Орнштейна долгое время были общепризнанными.

В настоящее время, после целого ряда экспериментальных работ, в которых были исследованы процессы возбуждения атомов электронами и ионами и теоретического рассмотрения процессов возбуждения Сахаровым, повидимому, можно считать установленным, что возбуждение атомов в разрядах практически происходит за счет их соударения с электронами.

Благодаря этому измерение „температуры возбуждения“ из относительной интенсивности атомных линий всегда дает нам сведения о температуре электронов. В условиях термодинамического равновесия „температура возбуждения“ равна температуре электронов и температуре газа. При нарушении термодинамического равновесия тогда, когда температура электронов не равна температуре газа, „температура возбуждения“, подсчитанная из относительной интенсивности двух спектральных линий, начинающихся с таких уровней атома, длительность возбужденного состояния* которых всецело определяется тушащими соударениями возбужденного атома с электронами, равна температуре электронов. И, наконец, „температура возбуждения“, подсчитанная из относительной интенсивности спектральных линий с уровней, длительность возбужденного состояния которых определяется атомной константой — величиной обратной вероятности испускания линий с данного уровня (атом прежде испустит, чем столкнется с электроном), не равна температуре электронов, а является лишь ее функцией.

Данная работа поставлена с целью выяснения границ нарушения термодинамического равновесия в дуговом разряде пониженного давления. Для этого была исследована зависимость от давления температуры газа, определенной по колебательной структуре молекулярного спектра CN, и „температуры возбуждения“, измеренной нами одновременно по относительной интенсивности атомных линий меди 5105 \AA и 5153 \AA и бария 4900 \AA и 4934 \AA .

§ 2. Зависимость температуры газа от давления дугового разряда

Температура газа определялась нами по колебательной структуре полосы CN, соответствующей $\Delta v = 0$, $\lambda = 3874 \text{ \AA}$. Эта полоса молекулярного спектра CN использовалась в нескольких работах для определения температуры газа и давала ее значения, достаточно хорошо согласующиеся с более точными измерениями температуры газа по ротационной структуре молекулярного спектра.

* Вопрос о роли длительности возбужденного состояния рассмотрен нами в следующей работе.

Излучение полосы CN, ($\Delta v = 0$) связано с таким электронным переходом молекулы CN (${}^2\Sigma - {}^2\Sigma_{-}$), при котором равновесное расстояние молекулы почти не изменяется. Учитывая, что переход молекулы из нормального состояния в возбужденное происходит, согласно принципу Франка-Кондона, по прямой, а потенциальные кривые нормального ${}^2\Sigma$ и возбужденного ${}^2\Sigma_{-}$ состояний не сдвинуты друг относительно друга (равновесные расстояния почти одинаковы), легко видеть, что распределение молекул по колебательным уровням возбужденного электронного состояния должно повторять распределение молекул по колебательным уровням нормального состояния. А так как в нормальном электронном состоянии молекулы распределены по колебательным уровням по закону Больцмана, в соответствии с температурой газа, то и распределение молекул по колебательным уровням возбужденного состояния ${}^2\Sigma_{-}$ также должно определяться температурой газа и законом Больцмана.

Поэтому можно считать, что распределение интенсивности в полосе CN, $\Delta v = 0$, $\lambda = 3884 \text{ \AA}$, может быть использовано для определения температуры газа. Для того, чтобы воспользоваться законом Больцмана и из распределения интенсивности внутри полосы CN, $\Delta v = 0$, найти температуру газа, необходимо было знать вероятности соответствующих переходов в этой полосе.

Предположив, что известное в спектроскопии правило суммирования интенсивностей распространяется и на молекулярные спектры, Бринкман [5] вычислил относительные вероятности переходов в группе полосы CN, $\Delta v = 0$, $\lambda = 3884 \text{ \AA}$. Исследуя распределения интенсивности в указанной полосе, зная вероятности соответствующих переходов и воспользовавшись законом Больцмана, Бринкман получил зависимость относительной интенсивности голов полос I_{11}/I_{00} , I_{22}/I_{00} от температуры газа, которая может быть представлена в виде табл. 1.

Таблица 1

I_{11}/I_{00}	I_{22}/I_{00}	T° абс.
0,45	0,27	2000
0,55	0,30	3000
0,58	0,37	3500
0,63	0,40	4000
0,66	0,44	4500
0,70	0,47	5000
0,73	0,51	5500
0,76	0,54	6000
0,78	0,57	6500
0,81	0,60	7000
0,83	0,63	7500
0,85	0,66	8000
0,90	0,72	9000
0,93	0,77	10000

В нашем исследовании мы экспериментально определяли относительные интенсивности голов полос I_{00} , I_{11} , I_{22} и затем, воспользовавшись приведенной таблицей Бринкмана, переходили к значениям температуры газа.

Экспериментальная часть работы проводилась следующим образом. Исследуемая дуга с угольными электродами помещалась в латунный баллон с кварцевым окошком (подробно установка вакуумной дуги описана в работе Семеновой [2]). Воздух из баллона откачивался масляным насосом до нужного давления и снимался спектр дуги при помощи стеклянного

ного спектрографа. Щель спектрографа бралась такой ширины, что ротационная структура не проявлялась. Снимки фотометрировались на микрофотометре, измерения на котором делались через каждые $0,5 \text{ \AA}$ вдоль полосы. Марки почернения получали фотографированием лампы накаливания через ступенчатый ослабитель с известной градуацией пропускной способности. По данным фотометрирования для каждого фиксированного значения давления строилась кривая изменения интенсивности с длиной волны для трех голов исследуемой полосы I_{00} , I_{11} , I_{22} . Типичная кривая дана на рис. 2.

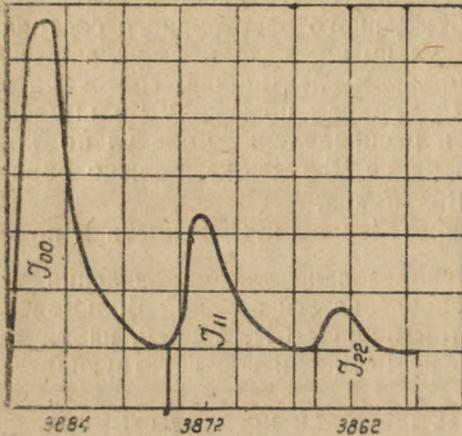


Рис. 2

Суммарные интенсивности голов полос пропорциональны соответствующим площадям, заключенным между кривой интенсивности и осью длин волн (рис. 2). Поэтому об отношении интенсивности голов полос мы судим по соответствующим относительным площадям S_{11}/S_{00} , S_{22}/S_{00} , которые измерялись при помощи планиметра.

По отношениям S_{11}/S_{00} , S_{22}/S_{00} , пользуясь таблицей Бринкмана, находили температуру газа, соответствующую фиксированному нами давлению дугового разряда.

Результаты исследования зависимости температуры газа от давления в интервале от 3 до 40 см Hg (при давлениях выше 40 см дуга горела не-

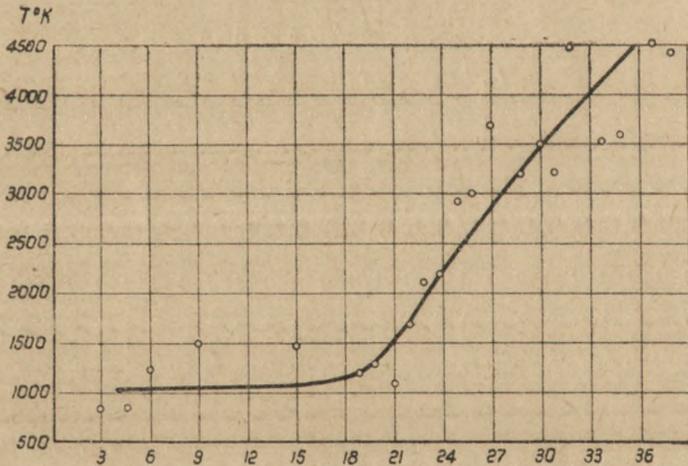


Рис. 3

устойчиво) приведены на рис. 3. Каждая из нанесенных точек является средним значением из 8 — 10 определений.

Из рис. 3 видим, что температура газа резко падает с понижением давления до 21 см Hg, а при дальнейшем понижении давления до 3 см Hg остается почти постоянной.

§ 3. Зависимость «температуры возбуждения» от давления дугового разряда

Для того, чтобы оценить насколько реальную характеристику разряда представляет собой полученная Семеновой [2] зависимость температуры возбуждения от давления, в настоящей работе была поставлена задача одновременного исследования этой зависимости по двум парам атомных линий.

В качестве исследуемых атомных линий были выбраны: прежняя пара линий меди $\lambda_1 = 5105 \text{ \AA}$, $Ea_1 = 3,78 \text{ eV}$, $\lambda_2 = 5153 \text{ \AA}$, $Ea_2 = 6,14 \text{ eV}$ и новая пара линий бария $\lambda_3 = 4934 \text{ \AA}$, $Ea_3 = 2,5 \text{ eV}$ и $\lambda_4 = 4900 \text{ \AA}$, $Ea_4 = 5,22 \text{ eV}$.

Положение минимума, абсолютные значения «температуры возбуждения», полученные по этим двум парам линий, могли совпасть только в том случае, если «температура возбуждения» равна температуре электронов.

Если же это какая то характеристика разряда, которая лишь функционально связана с температурой электронов в разряде, зависимости «температуры возбуждения» от давления, полученные по линиям меди и бария, вовсе не должны иметь одинаковый вид.

Установка имела устройство, описанное в первой части работы. Исследовалась угольная дуга с набивкой из смеси кварца с солями меди и

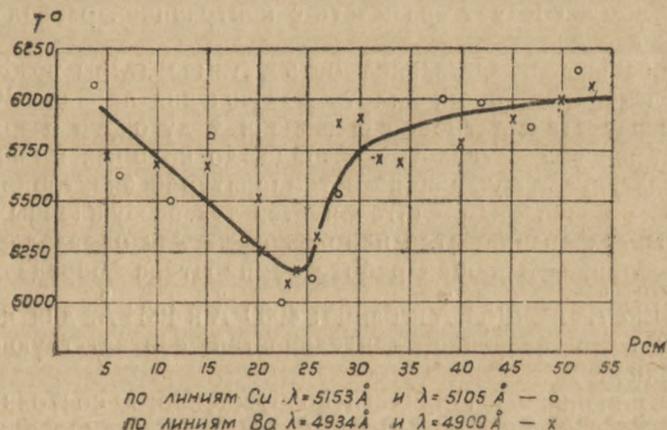


Рис. 4

бария. Обработка спектрограмм производилась по обычным правилам фотографической фотометрии. Найденные относительные интенсивности линий меди 5105 \AA и 5153 \AA и бария 4900 \AA и 4934 \AA подставлялись в соответствующие формулы для определения температуры, составленные на основании закона Больцмана:

$$T \text{ по линии меди} = 27244 \frac{1}{\ln I_2/I_1 + 3,27},$$

$$T \text{ по линии бария} = 31536 \frac{2}{\ln I_3/I_4 + 0,39}.$$

Полученные зависимости температуры от давления представлены на рис. 4. Каждая из нанесенных точек является средним из 10 — 20 изме-

рений. Из рисунка видно, что исследуемые зависимости совпали вплоть до давления, равного 10 см, при более низких давлениях у кривых есть, хотя и не совсем ясная, тенденция разойтись. Минимум температуры, как и в работе Семеновой, пришелся на давление, равное 24 см Hg.

Можно считать, что в наших исследованиях до давлений порядка 10 см Hg мы из относительной интенсивности атомных линий измеряли температуру электронов.

§ 4. Выводы

1. Нарушение термодинамического равновесия в дуговом разряде начинается при давлении, весьма близком к атмосферному. Различие температур газа и электронов существенно уже при давлении в 50—40 см Hg. Особенно резко это различие сказывается при давлениях ниже 24 см Hg, когда температура электронов начинает резко расти и принимает значения 5000° — 6000° — 7000° абс., а температура газа, упав до 2000° при 24 см Hg, продолжает понижаться и дальше.

Начиная с давления 24 см Hg и ниже, дуговой разряд обязательно необходимо характеризовать двумя температурами — электронной и газовой и такой разряд считать неравновесным.

2. Минимум электронной температуры в нашем исследовании, так же как и в работе Семеновой [2], приходится на давление порядка 24 см Hg и его, повидимому, следует связывать с контракцией разряда, протекающей при этих давлениях.

3) Исследованная нами зависимость „температуры возбуждения“ от давления представляет собой, вплоть до давления порядка 10 см Hg, изменение температуры электронов с давлением дугового разряда.

Границы давления дугового разряда, до которых можно отождествлять „температуру возбуждения“ с температурой электронов, необходимо связывать со значением длительностей тех возбужденных состояний атомов, с которых начинаются используемые для определения температуры атомные линии. В нашей работе температура определялась по линиям меди: 5105 Å и 5153 Å и бария: 4000 Å и 4934 Å, для которых неизвестны абсолютные значения длительностей соответствующих возбужденных состояний.

Выяснение влияния длительности возбужденного состояния на границы давления, до которого можно отождествлять „температуру возбуждения“ с температурой электронов, является целью нашей дальнейшей работы.

Лаборатория спектроскопии
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. О. П. Семенова, Теоретические основы количественного спектрального анализа в положительном столбе угольной дуги, диссертация, 1944 год.
2. О. П. Семенова, Изв. АН СССР, сер. физ. 1, 246, 1946.
3. А. Д. Сахаров, Изв. АН СССР, сер. физ. 12, 372, 1948.
4. Ornstein und Brinkman, Physica, 1, 797, 1934.
5. Rrinkman, Optische Studie van de electriche Lichtboog, Amsterdam, 1937.

О ГРАНИЦАХ ПРИМЕНИМОСТИ ЗАКОНА БОЛЬЦМАНА ДЛЯ ОПИСАНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

О. П. Семенова, В. В. Коханенко и В. Н. Елизарьева

В дуговом разряде исследована зависимость от давления относительных интенсивностей триплетной и одиночной спектральных линий стронция и цинка, чувствительных к нарушению условий применимости закона Больцмана для описания интенсивности спектральных линий. Исследована зависимость от давления „температуры возбуждения“ по атомным линиям цинка, начинающимся с уровней, обладающих различной длительностью возбужденного состояния.

Сделан вывод о том, что в условиях нарушения термодинамического равновесия, вплоть до давления порядка 10 см Hg, интенсивности спектральных линий, начинающихся с уровней, длительность возбужденного состояния которых не меньше, чем 10^{-9} сек, подчиняются закону Больцмана, в котором температура газа заменена температурой электронов.

§ 1. Введение

В настоящее время имеется большое количество работ, посвященных выяснению механизма возбуждения в двух наиболее простых и широко используемых в технике типах разряда: тлеющем и дуговом. Тлеющий разряд, протекающий при низких давлениях и малых плотностях тока, характеризуется предельно неравновесным возбуждением, при котором вторичные процессы не играют роли. Интенсивность спектральных линий I_{mn} , излучаемых при переходе атомов из состояния с энергией E_m в состояние с энергией E_n , определяется числом возбуждающих соударений атомов с электронами α :

$$I_{nm} = a \alpha h \nu_{nm}, \quad (1)$$

где $h\nu = E_m - E_n$, a —атомная постоянная, характеризующая собой вероятность испускания возбужденным атомом рассматриваемой спектральной линии $h\nu_{nm}$. Число возбуждающих соударений α принято характеризовать эффективным поперечным сечением Q_m атома для соударения I рода между электроном и атомом. Величина Q_m характеризует собой вероятность возбуждения атома в состояние m при его столкновении с электроном. Зависимость эффективного сечения Q_m от скорости возбуждающего электрона называется функцией возбуждения спектральной линии электронным ударом.

Таким образом, в тлеющем разряде интенсивность спектральных линий всецело определяется функцией возбуждения.

До сих пор для функций возбуждения не получено аналитического выражения, в котором были бы учтены характеристики отдельных атомных уровней, проявляющиеся при взаимодействии атома с электроном. Имеющийся экспериментальный материал дает возможность графически изобразить функцию возбуждения в виде, представленном на рис. 1. Изучение функций возбуждения показывает, что они различны не только для различных газов, но и для различных энергетических уровней одного и того же атома. Для каждого возбужденного состояния атома существует своя собственная, наиболее благоприятная для его возбуждения, энергия

электрона, причем ее значение всегда больше энергии возбуждения рассматриваемого уровня атома E_m . Вид функции возбуждения, положение ее максимума очень сильно зависят от структуры электронной оболочки возбужденного атома, определяющей собой условия взаимодействия атома со сталкивающимся электроном. Так, известно, что при одной и той же энергии возбуждения триплетная и синглетная линии атома имеют

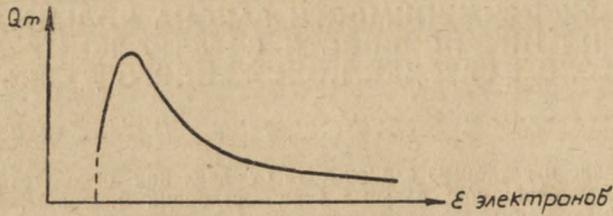


Рис. 1

резко отличающийся вид (рис. 2). Триплетная линия имеет резко выраженный максимум функции возбуждения вблизи энергии возбуждения рассматриваемого уровня атома, а одиночная—широкий, размытый максимум при энергии электрона много большей E_m . Такое резкое различие функций возбуждения триплетных и одиночных линий с точки зрения квантовой механики объясняется тем, что триплетная линия связана с изменением результирующего спина атома при его переходе из нормального синглетного в возбужденное триплетное состояние. Причем, это измене-

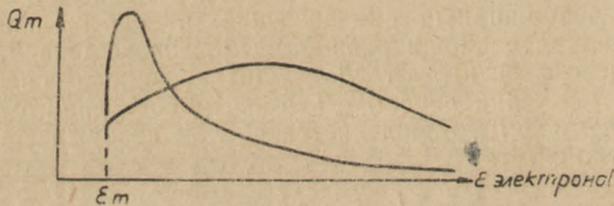


Рис. 2

ние спина может лишь с малой вероятностью произойти за счет изменения направления спина одного из электронов, принадлежащих атомной системе, и может быть объяснено лишь заменой одного из электронов атома сталкивающимся электроном. Такого рода замена тем более вероятна, чем больший промежуток времени электрон пребывает вблизи атома и, следовательно, тем менее вероятна, чем скорее внешний электрон проходит мимо атома. Поэтому зависимость Q_m от E для триплетной линии имеет резкий, узкий максимум вблизи энергии возбуждения. При возбуждении синглетной линии не происходит изменения спина атома и нет такого резкого влияния времени пребывания электрона вблизи атома на процесс возбуждения; максимум функции возбуждения—широкий, простирающийся до значительных энергий электронов.

Дуговой разряд, протекающий при высоком давлении и большой плотности тока, характеризуется равновесием между возбуждающими и тушащими процессами. В дуговом разряде число возбуждающих соударений атомов с электронами равно числу тушащих, благодаря чему функции возбуждения спектральных линий выпадают из рассмотрения. Распреде-

ние атомов по возбужденным состояниям в дуговом разряде носит статистический характер и описывается законом Больцмана

$$N_m = N_0 \frac{g_m}{g_0} e^{-E_m/kT}, \quad (2)$$

где $\frac{g_m}{g_0}$ — относительный статистический вес рассматриваемого уровня m , а T — единая температура разряда, устанавливающаяся в результате термодинамического равновесия и выравнивания температуры электронов, ионов и атомов. Из рассмотрения элементарных процессов, происходящих в пологительном столбе дугового разряда [1], известно, что закон Больцмана справедлив при таких условиях разряда, при которых можно пренебречь суммарной вероятностью спонтанного излучения A_m с данного уровня m по сравнению с числом тушащих соударений атомов с электронами β . Для числа атомов, находящихся в возбужденном состоянии m , имеем выражение $N_m = \frac{\alpha N_0}{\beta + A_m}$ и если $A_m \ll \beta$, то $N_m = N_0 \frac{\alpha}{\beta}$, а для $\frac{\alpha}{\beta}$, на основании соотношения Клейна-Росселанда, легко получить выражение $\frac{\alpha}{\beta} = \frac{g_m}{g_0} e^{-E_m/kT}$, отсюда и получаем закон Больцмана $N_m = N_0 \frac{g_m}{g_0} e^{-E_m/kT}$. Интенсивность спектральных линий I_{mn} в дуговом разряде при наличии термодинамического равновесия равна:

$$I_{nm} = N_0 \frac{g_m}{g_0} A_{nm} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}} \cdot h \nu_{mn}; \quad (3)$$

величины E_m , E_n , A_{mn} имеют прежние значения.

Электрические разряды при средних давлениях, при которых нельзя пренебречь тушащими процессами, а термодинамическое равновесие еще не наступило, до настоящего времени, ввиду их сложности, не изучены. Между тем подробное изучение этого типа разрядов представляет значительный теоретический и практический интерес. Изучению разрядов промежуточного типа между тлеющим и дуговым посвящено лишь несколько отдельных работ и совершенно неясно каким законам в этих условиях разряда должна подчиняться интенсивность спектральных линий.

Теоретическое рассмотрение процессов, происходящих в разряде при нарушении термодинамического равновесия ($T_{эл.} \neq T_{газа}$) за счет понижения давления, приводит к выводу о том, что для некоторых возбужденных состояний атома может оказаться выполненным равенство между числом тушащих и возбуждающих соударений. Пребывание атома в таких возбужденных состояниях ограничивается тушащими соударениями, т. е. $A_m < \beta$. В этом случае состояние будет очень близким к статистическому микроравновесию между соударениями I и II рода для уровня m и

$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{g_m}{g} l^{-E_m/kT_{эл.}}$. Интенсивность спектральных линий, начинающихся с

уровней, для которых имеет место такое микроравновесие, может быть описана формулой Больцмана, в которой температура газа заменена температурой электронов

$$I_{mn} = N_0 \frac{g_m}{g_0} e^{-E_m/kT_{эл.}} A_{nm} h \nu_{mn}. \quad (4)$$

На основании вышесказанного можно ожидать, что закон Больцмана до меньших давлений может быть применим для описания интенсивностей линий, начинающихся с уровней, обладающих большой длительностью возбужденного состояния τ_m , для которых A_m мало и, наоборот, для линий с уровнями, характеризующихся малой длительностью возбужденного состояния (A_m велико) закон Больцмана нарушается при больших давлениях.

Таким образом, границы применимости формулы Больцмана для описания интенсивности спектральных линий должны определяться, прежде всего, значениями длительностей возбужденных состояний уровней, с которых они начинаются.

Настоящая работа является первой работой, посвященной экспериментальному исследованию границ применимости закона Больцмана для описания интенсивности спектральных линий в условиях нарушения термодинамического равновесия в дуговом разряде пониженного давления. Исследование велось двумя путями: с одной стороны, мы воспользовались различием функций возбуждения триплетной и одиночной спектральных линий и исследовали зависимость их относительной интенсивности от давления, которая должна быть чувствительна к нарушению условий применимости закона Больцмана; с другой стороны, мы исследовали зависимость «температуры возбуждения» от давления по линиям, начинающимся с уровней, обладающих различной длительностью возбужденного состояния, которая также позволяла сделать вывод о границах применимости закона Больцмана.

§ 2. Зависимость относительной интенсивности триплетной и одиночной спектральных линий от давления

В основу исследования положено резкое различие вида функций возбуждения триплетной и одиночной спектральных линий, у которых потенциалы возбуждения близки. Относительная интенсивность такой пары линий при тех давлениях, при которых выполняются условия применимости закона Больцмана в любом его виде (в показателе—температура газа или температура электронов), должна быть постоянной.

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{(Ag)_1}{(Ag)_2} \frac{\nu_1}{\nu_2} e^{\frac{E_{m_2} - E_{m_1}}{kT}}; \text{ при } E_{m_2} = E_{m_1} \quad \frac{I_1}{I_2} = \text{const.}$$

Как только давление в дуговом разряде будет понижено настолько, что нарушится термодинамическое равновесие и микроравновесие для данного уровня m , резкое различие функций возбуждения триплетной $h\nu_1$ и синглетной $h\nu_2$ линий приведет к появлению зависимости $\frac{I_1}{I_2}$ от давления. Понижение давления в дуговом разряде сопровождается увеличением скорости возбуждающих электронов. При этом следует иметь в виду, что в разряде нет электронов монохроматических скоростей: скорости электронов распределены по максвелловскому закону, и изменение давления приводит к сдвигу максимума максвелловской кривой. Поэтому в разрядах при изменении давления нельзя проследить влияние функций возбуждения в точности в том виде, в каком они изучены экспериментально при возбуждении атомов электронами с заданными монохроматическими скоростями. Однако резкое различие вида функций возбуждения триплетной и синглетной линий в разрядах при соответствующих условиях безусловно должно сказаться.

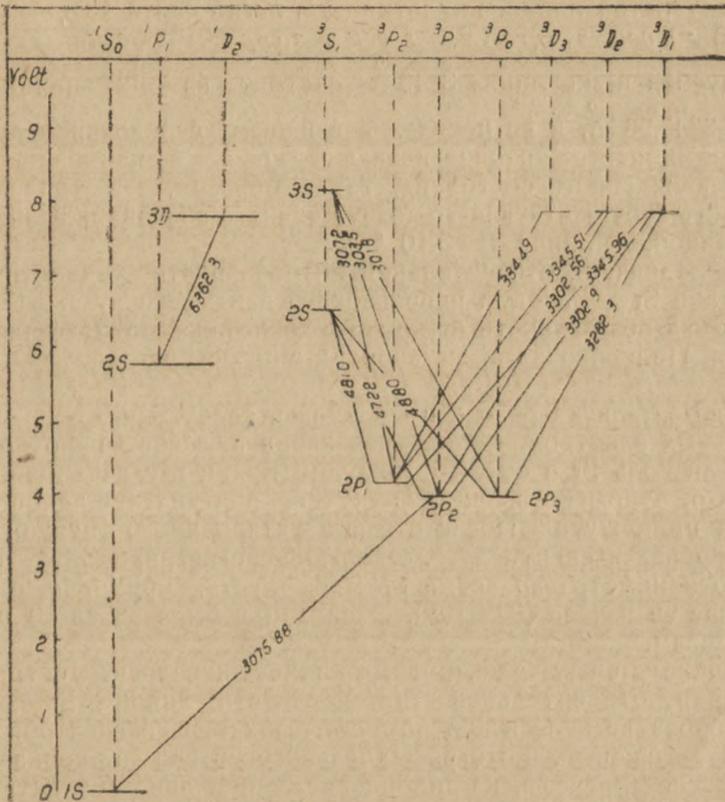
В данной работе была исследована зависимость от давления относительной интенсивности 2-х пар линий:

- 1) Sr : $\lambda_1 = 4892 \text{ \AA}$ (триpletная), $E_{m_1} = 4,8 \text{ eV}$ и
 $\lambda_2 = 5156 \text{ \AA}$ (одиночная), $E_{m_2} = 4,7 \text{ eV}$.

Вероятности испускания излучаемых линий Sr λ_1 и λ_2 неизвестны и поэтому нельзя было судить о длительности возбужденных состояний атома Sr : 4^3F_4 , 4^3F_3 , 4^3F_2 , с которых начинается tripletная линия 4892, и состояния атома 4^1F_3 , с которого начинается линия 5156 \AA , поэтому была исследована еще пара линии Zn, для которой оказалось возможным подсчитать длительности возбужденных состояний исходных уровней.

- 2) Zn : $\lambda_1 = 3346 \text{ \AA}$ (триpletная линия), $E_{m_1} = 7,71 \text{ eV}$ и
 $\lambda_2 = 6362 \text{ \AA}$ (одиночная линия), $E_{m_2} = 7,75 \text{ eV}$.

Линия Zn 3346 \AA соответствует переходу атома Zn из состояния $3^3D_{3,2,1}$



собой применимость формулы Больцмана, в литературе неизвестны. Их значения могут быть подсчитаны на основании известных литературных данных [2] об относительных значениях A_g для 3345 \AA , 3303 \AA , 3282 \AA , 4680 \AA , 4810 \AA , 4722 \AA , 6362 \AA в которых A_g для 4680 \AA принято за 100.

Для того, чтобы перейти к абсолютным значениям A_g , необходимо знать абсолютное A_g для линии 4680 \AA , а для этого необходимо знать значение τ для уровня 2^3S_1 . В работе Рубцовой [3] τ для уровня 2^3S_1 найдено равным $6 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$, причем автор ручается лишь за порядок величины. Если учесть, что в указанной работе найдено не τ для 2^3S_1 , а величина

$\frac{1}{A_{4811\text{ \AA}}}$, то подсчет дает для τ уровня 2^3S_1 значение $3 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ и имеет смысл говорить лишь о порядке величины τ уровня 2^3S_1 .

Приняв $\tau_{2^3S_1} = 10^{-8} \text{ сек}$, можно рассчитать абсолютные значения A_g всех линий, начинающихся с интересующих нас уровней $3^3D_{1,2,3}$ и 3^1D_1 , и, воспользовавшись известными в спектроскопии правилами суммирования интенсивностей линий в мультиплете, легко найти $\tau_{3^3D_1} = 0,4 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$, $\tau_{3^3D_2} = 0,5610^{-8} \text{ сек}$, $\tau_{3^3D_3} = 1,210^{-8} \text{ сек}$ и $\tau_{3^1D_1} = 310^{-8} \text{ сек}$.

Исследуемая нами линия 3346 \AA состоит из 3-х линий: $3344,91 \text{ \AA}$, $3345,51 \text{ \AA}$, $3345,96 \text{ \AA}$, и ее поведение в нашем исследовании должно определяться компонентой, начинающейся с уровня с наименьшей длительностью возбужденного состояния. Таким образом, для триплетной линии длительность соответствующего возбужденного состояния равна $4 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$.

Для одиночной линии $\tau = 3 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$.

Для исследования относительной интенсивности триплетной и синглетной линий Sr и Zp была использована вакуумная дуга, в которой была обеспечена возможность изменения давления от атмосферного до 1 см Hg столба. Подробно эта установка описана в работе О. П. Семеновой [4].

Экспериментальная работа проводилась следующим образом: в отверстие угольных электродов вводилась набивка, в состав которой входила соль Zp или соль Sr в смеси с кварцем. Кварц всегда вводился в набивку для того, чтобы обеспечить спокойное поступление паров Zp или Sr в разрядный промежуток. После откачки установки до нужного давления фотографировался спектр дуги. Давление регистрировалось при помощи открытого манометра во время съемки, спустя, примерно, одно и то же время после ее начала ($\sim 3 \text{ сек}$). Экспозиция была равна 10 сек , сила тока — 7 ампер .

Расстояние между электродами поддерживалось постоянным. При исследовании относительной интенсивности линий Sr от давления фотографирование велось при помощи стеклянного спектрографа на фотопластинках изоорто. Фотографирование спектра Zp производилось на кварцевом спектрографе, на киноплёнке, специально очувствленной для красной области спектра. Обработка спектрограмм производилась в темноте. Фотометрирование велось на микрофотометре.

Полученная зависимость относительной интенсивности линий Sr 4892 и 5156 \AA приведена на рис. 4. Ввиду того, что мы не могли точно учесть различную чувствительность пленки к далеко друг от друга расположенным линиям Zp: 6362 \AA и 3345 \AA , то на рис. 5 дана зависимость разности почернений этих линий от давления, отражающая собой ход относи-

тельной интенсивности этих линий Zn. Каждая из нанесенных на графике точек является средним значением из 10—20 экспериментально полученных значений относительной интенсивности линий Sr или разности по чернений линий Zn.

Из рис. 4 и рис. 5 видно, что вплоть до давлений порядка 10 см Hg относительные интенсивности триплетной и синглетной линий Sr и Zn

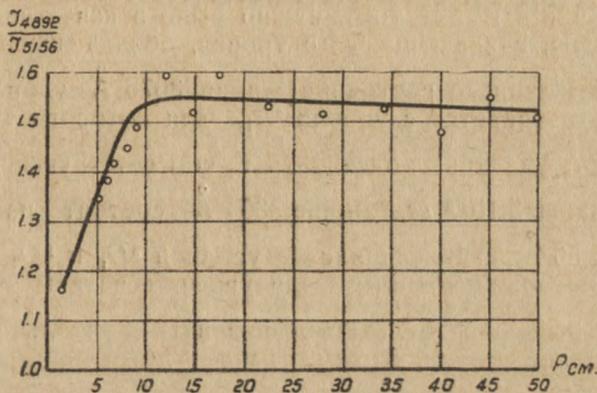


Рис. 4

не зависят от давления. Отсюда можно сделать вывод о том, что в дуговом разряде интенсивности спектральных линий, начинающихся с уровней, длительность возбужденного состояния которых имеет величину порядка

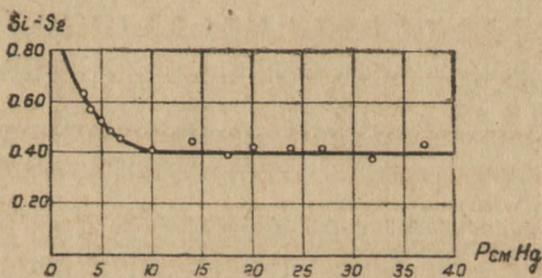


Рис. 5

10^{-8} — 10^{-9} сек, можно описывать законом Больцмана вплоть до давлений, равных 10 см Hg столба.

§ 3. Зависимость «температуры возбуждения» от давления

Для установления границ применимости закона Больцмана для описания интенсивностей спектральных линий, с учетом влияния длительностей возбужденных состояний, во 2-й части нашей работы была поставлена задача исследовать зависимость от давления температуры, определенной по относительной интенсивности двух пар атомных линий цинка $\lambda_1 = 3072 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 3076 \text{ \AA}$ и $\lambda_3 = 3303 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 3076 \text{ \AA}$, для которых можно оценить длительности соответствующих возбужденных состояний. Указанные для определения температуры линии цинка были выбраны по следующим соображениям: линии Zn $\lambda_1 = 3072 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 3076 \text{ \AA}$ и $\lambda_3 = 3303 \text{ \AA}$

имеют потенциалы возбуждения $E_{m_1} = 8,1$ eV, $E_{m_2} = 3,9$ eV и $E_{m_3} = 7,7$ eV следовательно пары линий 3072 \AA , 3076 \AA и 3303 \AA и 3076 \AA имеют достаточно большую разность потенциалов возбуждения, что очень важно для определения температуры. Необходимо было, чтобы τ для уровней, с которых начинались выбранные нами линии, были известны и отличались по порядку величины. Кроме того, нужно было в качестве линии сравнения выбрать линию, начинающуюся с уровня, обладающего большой длительностью возбужденного состояния; линия 3076 \AA удовлетворяет этому условию, она начинается с уровня 3P_1 , для которого $\tau = 2,9 \cdot 10^{-5}$ сек. Для линии 3072 \AA удалось подсчитать τ соответствующего уровня 3S_1 , она оказалась равной $3 \cdot 10^{-8}$ сек. Линия 3303 \AA состоит из двух линий: $3372,9 \text{ \AA}$ и $3302,56 \text{ \AA}$, начинающихся с уровней 3D_1 и 3D_2 , длительности возбужденных состояний которых были уже подсчитаны в первой части работы. Линию 3303 \AA нужно характеризовать длительностью возбужденного состояния $\tau = 4 \cdot 10^{-9}$ сек. Таким образом, $\tau_{3303} = 4 \cdot 10^{-9}$ сек.

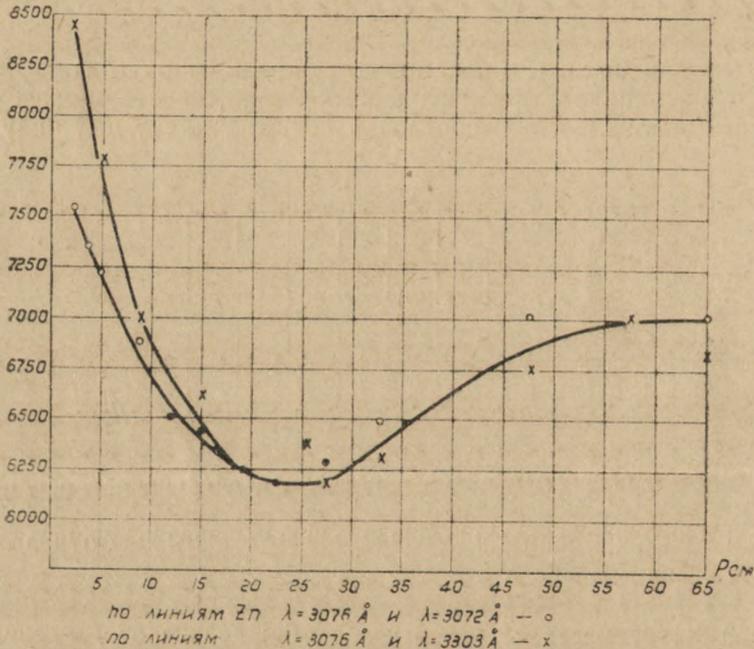


Рис. 6

$\tau_{3072} = 3 \cdot 10^{-8}$ сек; различие в τ на порядок дает нам право использовать эти линии в нашем исследовании.

На основании всего ранее сказанного можно ожидать, что в пределах давлений, при которых справедлив закон Больцмана для обеих пар линий цинка, обе зависимости представляют собой изменение температуры электронов от давления и, следовательно, должны совпасть. Как только закон Больцмана перестанет быть справедливым для какой-либо из используемых линий, совпадения кривых быть не может. Исследование велось в установке, уже описанной в настоящей работе.

Подсчет температур производился по формулам, полученным нами при использовании закона Больцмана:

$$T_{3303} = \frac{19100}{\log \frac{3076}{3303} + 3,83},$$

$$T_{3072} = \frac{21193}{\log \frac{3076}{3072} + 2,68}.$$

Полученные зависимости T_{3303} и T_{3072} от давления представлены на рис. 6.

Из рисунка 6 видно, что зависимости T от p по обеим парам линий имеют общий ход до давления, равного 10 см Hg, при давлениях меньших 10 см указанные кривые расходятся.

Из этого исследования можно сделать вывод о том, что до давления, равного 10 см Hg, для описания интенсивностей линий, начинающихся с уровней, τ которых имеет величину порядка 10^{-9} сек, применим закон Больцмана, несмотря на то, что термодинамическое равновесие в дуге нарушено уже при давлениях порядка 24 см Hg, как это было показано в работе О. П. Семенов и В. В. Коханенко [5]. Интересно отметить, что минимум электронной температуры в нашем исследовании пришелся на то же значение давления, равное 24 см Hg, как и в работах Семенов [4] и Семенов и Коханенко [5].

§ 4. Влияние давления на относительную интенсивность атомных линий

Для определения температуры нами были исследованы зависимости от давления относительных интенсивностей спектральных линий цинка $\frac{3076 \text{ \AA}}{3072 \text{ \AA}}$, $\frac{3076 \text{ \AA}}{3303 \text{ \AA}}$ и меди $\frac{5105 \text{ \AA}}{5153 \text{ \AA}}$, которые представляют самостоятельный интерес. Эти зависимости представлены на рис. 7 и 8. В исследуемом интервале давлений от атмосферного до 3 см Hg относительная интенсивность указанных линий резко меняется. (Так, относительная интенсивность линий 3076, 3072 меняется почти в пять раз, линий 3076, 3303 — в 8 раз).

Интенсивность линий 3076 \AA , 5105 \AA с малой энергией возбуждения растет до давления, равного 22 см, а затем при меньших давлениях начинает расти интенсивность линий с высоких энергетических уровней, возбуждающихся за счет ступенчатых процессов. Полученная зависимость относительной интенсивности при давлениях, меньших 22 см, обусловленная ростом электронной температуры, более резко изменяется для линии 3072 \AA , $E_m = 8,1$ eV и менее резко для линии 3303 \AA , $E_m = 7,7$ eV. Полученные результаты находятся в соответствии с известными из работ Фабриканта [6] данными относительно поведения интенсивности спектральных линий при изменении давления в тлеющем разряде. При давлениях, меньших 22 см, соответствующих росту электронной температуры, растет вероятность ступенчатых процессов и растет интенсивность спектральных линий, связанных с переходом между верхними энергетическими состояниями.

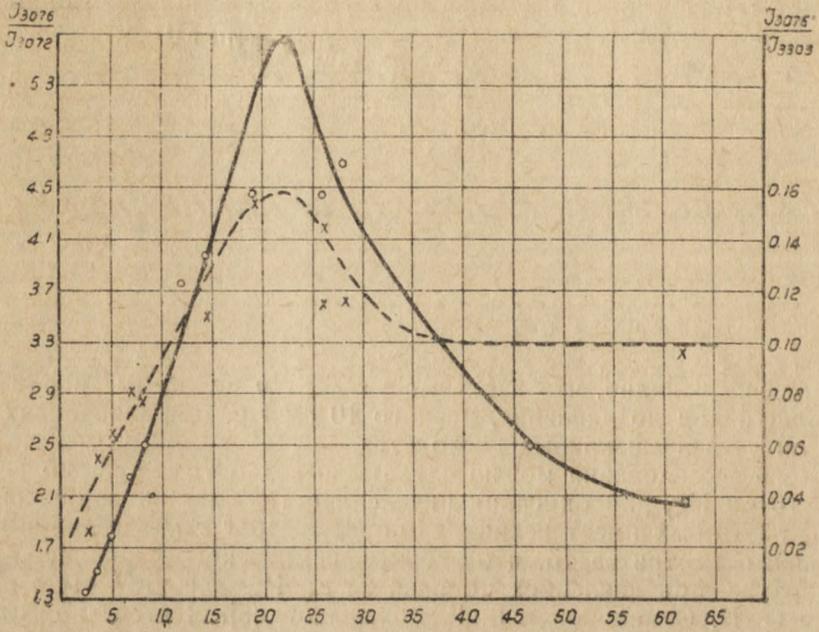


Рис. 7

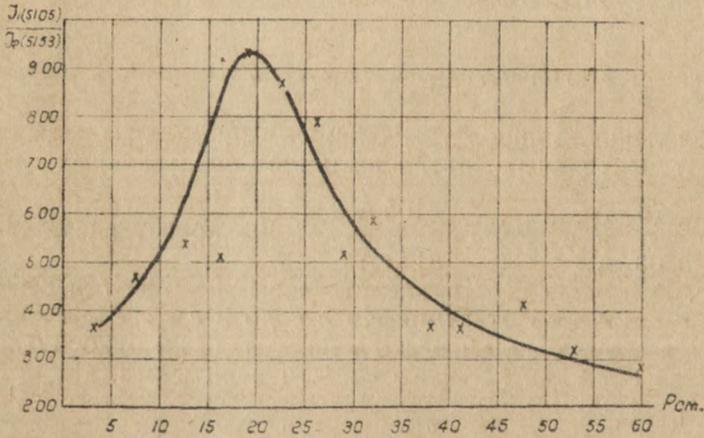


Рис. 8

§ 5. Выводы

1. В условиях нарушения термодинамического равновесия в дуговом разряде, вплоть до давлений порядка 10 см Hg, интенсивности спектральных линий, начинающихся с уровней, длительность возбужденного состояния которых не меньше, чем 10^{-9} сек, подчиняются закону Больцмана, в котором температура газа заменена температурой электронов.

2. Температура электронов в дуговом разряде при давлениях от атмосферного до 10 см Hg может быть определена из относительной интенсивности атомных линий, начинающихся с уровней, длительность возбужденных состояний которых не меньше, чем 10^{-9} сек. Так как длительность

ности возбужденных состояний для большинства спектральных линий имеют порядок 10^{-8} сек, то оказывается, что в указанном интервале давлений можно довольно просто определять такую важную характеристику дугового разряда, как температуру электронов.

3. Установленное нами поведение относительной интенсивности спектральных линий, характеризующихся значительно отличающимися по величине энергиями возбуждения, при изменении давления дугового разряда может быть объяснено ростом вероятности ступенчатых процессов и интенсивности спектральных линий, связанных с переходом между верхними энергетическими состояниями, с ростом температуры электронов. Аналогичное объяснение поведения интенсивности спектральных линий в тлеющем разряде было дано Фабрикантом.

Лаборатория спектроскопии
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Сахаров, Изв. АН СССР, сер. физ., **12**, 372, 1948.
2. Schuttvaer u. Smit, *Physica*, **10**, 502, 1943.
3. Н. К. Рубцова, ЖЭТФ, **17**, 1005, 1947.
4. О. П. Семенова, Изв. АН СССР, сер. физ., **11**, 246, 1947.
5. О. П. Семенова и В. В. Коханенко, настоящий сборник.
6. В. А. Фабрикант, Изв. АН СССР, сер. физ., **3**, 441, 1936.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В КРИСТАЛЛАХ ОКРАШЕННОЙ КАМЕННОЙ СОЛИ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ

М. А. Кривов

Произведено исследование угла диэлектрических потерь в рентгенизованных и аддитивно окрашенных кристаллах каменной соли. Показано, что угол диэлектрических потерь в этих кристаллах линейно зависит от освещенности кристалла.

§ 1. Введение

Одной из основных задач физики диэлектриков является установление и изучение связи электрических свойств вещества с его строением и химическим составом. В последние годы в технике высоких частот все большее применение находят кристаллические изолирующие вещества, главным образом, разнообразные поликристаллические материалы. Поэтому изучение электрических свойств диэлектрических кристаллов и тех закономерностей, которым они следуют, является весьма актуальной задачей.

Вскрытие и изучение влияния строения и химического состава вещества на его электрические свойства необходимо начать с простых кристаллов, структура которых известна с достаточной полнотой. Внося те или иные искажения в состав и решетку таких кристаллов, мы сможем изучить поведение диэлектрических свойств в зависимости от характера нарушения структуры кристалла, учесть влияние вида и количества примеси и т. д.

Исходя из изложенных выше соображений, нами было предпринято изучение одной из важнейших характеристик диэлектрика—угла диэлектрических потерь—в кристаллах каменной соли, кристаллическая решетка которой имеет простейший вид.

Благодаря работе Богородицкого и Малышева [1] до сих пор считалось, что диэлектрические потери в кристаллах имеют омический характер. Исследования Водопьянова [2] подтвердили, что в кристаллах чистой каменной соли диэлектрические потери действительно обусловлены омической проводимостью. Однако изучение целого ряда других кристаллов на высокой частоте привело Водопьянова [3] к мысли, что диэлектрические потери в некоторых кристаллах обуславливаются иными механизмами, нежели омическая проводимость.

В связи с этим возникает вопрос, сохранится ли омический характер потерь в кристаллах каменной соли, если их предварительно активировать, например, окрасить лучами Рентгена или каким либо иным способом. Особенно интересным представляется изучение диэлектрических потерь при освещении таких кристаллов.

Если вопрос о фотопроводимости активированных кристаллов каменной соли трудами Поля и его школы, Тартаковского с сотрудниками и другими изучен довольно полно, то вопросу диэлектрических потерь в этих кристаллах при фотоэффекте посвящено незначительное количество работ.

Так, Бэйли [4] нашел, что угол диэлектрических потерь каменной соли и ее диэлектрическая постоянная не изменяются при ее рентгенизации. Красин [5] и Сикорский [6] получили увеличение угла диэлектрических

потерь рентгенизованной каменной соли при освещении ее светом лампочки накаливания. Однако свои измерения Красин и Сикорский производили по методу Друде-Кулиджа, видоизмененному Кессених и Водопьяновым [7], а этот метод неприменим для измерения весьма малых углов диэлектрических потерь, какими обладает каменная соль.

Считая, что вопрос о характере диэлектрических потерь в кристаллах не может еще считаться разрешенным, особенно вопрос о потерях при фотоэффекте, мы и поставили целью настоящей работы исследование угла диэлектрических потерь в кристаллах окрашенной каменной соли.

§ 2. Объекты и методика измерений

Основным объектом изучения служили рентгенизованные кристаллы естественной каменной соли. Из пластинки рентгенизованной каменной соли выкалывались кристаллы толщиной 1,70—1,80 мм, которые и подвергались в дальнейшем исследованию. Цвет пластинки—светло-желтый, довольно интенсивный.

Измерения производились при комнатной температуре на частоте $2 \cdot 10^7$ гц методом замещения [8]. Electroды применялись ртутные, круглые, диаметром 1 см. Пластика рентгенизованной каменной соли зажималась между электродами и производилось измерение угла диэлектрических потерь в темноте. Затем измерение повторялось при освещении кристалла параллельным пучком света от 100-ваттной 12 вольтовой кинолампы. После этого измерение производилось снова в темноте и опять при освещении и т. д.

Осветитель монтировался в трубе из пластмассы, лампа и подходящие к ней провода находились на значительном расстоянии от установки, что исключало их влияние на точность измерения. Нагревания образца при освещении не наблюдалось.

§ 3. Результаты измерения

Измерение угла диэлектрических потерь в первых образцах рентгенизованной каменной соли производилось в следующем порядке: измерялся угол потерь в темноте, затем при освещении кристалла, снова в темноте и т. д., всего по 10-12 точек на каждый образец. Средние результаты этих измерений приведены в табл. 1

Таблица 1

Влияние освещения на угол потерь в рентгенизованной каменной соли

№ образца	Угол потерь в темноте (в радианах)	Угол потерь при освещении (в радианах)	Увеличение угла потерь при освещении (в процентах)
1	$2,01 \cdot 10^{-4}$	$2,59 \cdot 10^{-4}$	29
1	$1,80 \cdot 10^{-4}$	$2,39 \cdot 10^{-4}$	32

Последующие серии измерений производились в другом порядке. Вначале измерялся угол потерь в темноте, затем—при полном освещении, снова в темноте, после чего на пути светового луча ставились сетки, уменьшавшие интенсивность освещения. После каждого измерения с сеткой производилось контрольное измерение в темноте, и по окончании всех из-

мерений с сетками—контрольное измерение при полном освещении. У нас имелись сетки, снижавшие интенсивность светового пучка до 51% и до 13,6% интенсивности незатененного пучка.

Если эффект увеличения угла потерь обусловлен явлениями, происходящими в кристалле под действием света, то уменьшение интенсивности освещения кристалла должно привести к уменьшению угла его диэлектрических потерь. На самом деле это и наблюдалось на опыте (табл. 2).

Таблица 2

Влияние освещенности на угол потерь в рентгенизованной каменной соли

№ образца	Угол потерь в темноте (в радианах)	Угол потерь при полном освещении (в радианах)	Угол потерь при освещении 51% от полного (в радианах)	Угол потерь при освещении 13,6% от полного (в радианах)
1	$1,80 \cdot 10^{-4}$	$2,21 \cdot 10^{-4}$	$2,09 \cdot 10^{-4}$	$1,83 \cdot 10^{-4}$
2	$1,86 \cdot 10^{-4}$	$2,62 \cdot 10^{-4}$	$2,56 \cdot 10^{-4}$	$2,15 \cdot 10^{-4}$
2	$1,75 \cdot 10^{-4}$	$2,33 \cdot 10^{-4}$	$2,18 \cdot 10^{-4}$	$1,89 \cdot 10^{-4}$
2	$2,15 \cdot 10^{-4}$	$2,53 \cdot 10^{-4}$	$2,30 \cdot 10^{-4}$	$2,15 \cdot 10^{-4}$
3	$1,63 \cdot 10^{-4}$	$2,71 \cdot 10^{-4}$	$1,75 \cdot 10^{-4}$	—
3	$1,63 \cdot 10^{-4}$	$2,21 \cdot 10^{-4}$	$1,72 \cdot 10^{-4}$	$1,72 \cdot 10^{-4}$

В таблице приведены средние значения из каждой серии измерений.

Из результатов измерений можно сделать определенный вывод об уменьшении угла диэлектрических потерь рентгенизованной каменной соли при уменьшении интенсивности освещения кристалла.

Если взять среднее из всех полученных нами результатов измерения угла диэлектрических потерь рентгенизованной каменной соли и определить средний процент, на который увеличивается угол потерь при освещении, то получится следующая картина (табл. 3).

Таблица 3

Зависимость угла потерь от освещенности кристалла рентгенизованной каменной соли (средние значения)

	В темноте	При полном освещении	При освещении 51% от полного	При освещении 13,6% от полного
Угол потерь в радианах	$1,83 \cdot 10^{-4}$	$2,44 \cdot 10^{-4}$	$2,18 \cdot 10^{-4}$	$1,89 \cdot 10^{-4}$
Увеличение угла потерь в процентах	—	34	19	3

Таким образом, угол потерь при полном освещении кристалла рентгенизованной каменной соли светом 100 ваттной 12 вольтовой лампочки увеличивается, в среднем, на 30—35% по сравнению с углом потерь в темноте. По мере уменьшения интенсивности освещения кристалла значения угла потерь соответственно понижаются, как это и показано на рис. 1. Прямая 1 этого рисунка показывает ход изменения угла потерь в зависимости от освещенности рентгенизованной каменной соли.

Кроме исследования диэлектрических потерь в рентгенизованной каменной соли нами были произведены измерения угла диэлектрических потерь в кристалле каменной соли, аддитивно окрашенном в парах натрия. Для окрашивания кристалл каменной соли помещался с куском натрия в железную бомбу, закручивающуюся крышкой. Бомба помещалась в печь и выдерживалась там 2 часа 30 минут при температуре 700°C. Кристалл после окрашивания имел фиолетовый цвет. Способ окраски описан у М. А. Большаниной и Н. А. Большаниной [9].

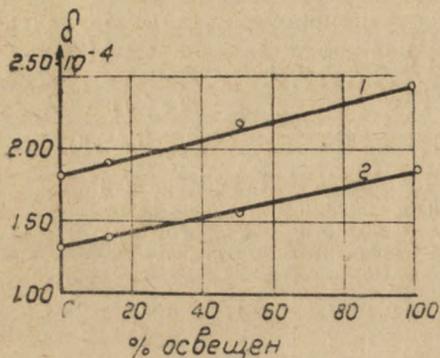


Рис. 1

Результаты измерения представлены в табл. 4. Основываясь на этих предварительных результатах, можно сделать заключение о том, что и в аддитивно окрашенных кристаллах NaCl угол потерь увеличивается при освещении кристалла и зависит от степени его освещенности. Увеличение угла потерь примерно такое же, как и в кристаллах рентгенизованной каменной соли при освещении. Ход изменения

освещенности. Увеличение угла потерь примерно такое же, как и в кристаллах рентгенизованной каменной соли при освещении. Ход изменения

Таблица 4

Влияние освещения на угол потерь каменной соли, окрашенной в парах натрия

	В темноте	При полном освещении	При освещении 51% от полного	При освещении 13,6% от полного
Угол потерь в радианах	$1,34 \cdot 10^{-4}$	$1,86 \cdot 10^{-4}$	$1,54 \cdot 10^{-4}$	$1,40 \cdot 10^{-4}$
Увеличение угла потерь в процентах	—	39	15	4

угла потерь с освещенностью такого кристалла представлен прямой 2 на рис. 1.

§ 4. Обсуждение полученных результатов

Результаты наших измерений показывают, что угол потерь окрашенной каменной соли мал по абсолютному значению и совпадает по порядку величины с данными Водопьянова [2].

Большое значение угла потерь, полученное для кристаллов рентгенизованной каменной соли Красиным и Сикорским, объясняется, повидимому, потерями в конденсаторе.

На основании наших измерений можно заключить, что угол потерь при освещении активированных кристаллов каменной соли увеличивается на 30-40% по сравнению с углом потерь этих образцов, измеренным в темноте. Такое увеличение потерь при освещении трудно объяснить только ростом потерь проводимости. Повидимому, столь значительное увеличение угла потерь при освещении каменной соли можно попытаться связать с

возникновением внутренних напряжений в решетке окрашенного кристалла при воздействии на него света.

На возможность возникновения местных перенапряжений при освещении кристалла окрашенной соли указывает Тартаковский [10], обсуждая результаты опытов по пробному рентгенизованной каменной соли.

Возникновением внутренних локальных напряжений объясняет и Сикорский [11] рост потерь у оптически возбужденных кристаллов.

Поэтому нам кажется естественным объяснить и увеличение потерь в кристаллах окрашенной каменной соли теми дополнительными напряжениями, которые возникают в них при освещении.

§ 5. Выводы

1) При освещении кристаллов рентгенизованной каменной соли светом лампочки накаливания угол диэлектрических потерь ее увеличивается. При полном освещении кристалла светом 100 ватной лампы увеличение угла потерь по сравнению со значением его, измеренным в темноте, достигает 35%.

2) Такой же рост угла потерь происходит при освещении и в кристаллах аддитивно окрашенной в парах натрия каменной соли.

3) Угол потерь линейно зависит от освещенности кристалла.

4) Увеличение угла потерь указанных кристаллов связано, по видимому, с появлением внутренних напряжений в решетке при освещении кристалла.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность доц. К. А. Водопьянову за предложенную тему и обсуждение результатов работы.

Лаборатория физики диэлектриков
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. Богородицкий и Малышев, ЖТФ, 4, 1306, 1934.
2. Водопьянов, Труды СФТИ, 24, 145, 1947.
3. Водопьянов, Материалы Всесоюзной Научно-технической сессии по электрической изоляции, Тезисы докладов, стр. 4, 1948 год.
4. Bayley, Phys. Rev., 43, 355, 1933.
5. Красин, ДАН СССР, 2, 356, 1934.
6. Сикорский, ДАН СССР, 32, 35, 1941.
7. Кессених и Водопьянов, ЖЭТФ, 2, 273, 1932.
8. Вальтер и др., Испытания электроизолирующих материалов, 1936.
9. М. А. Большанина и Н. А. Большанина, Труды СФТИ, 1, 1, 16, 1932.
10. П. С. Тартаковский, Внутренний фотоэффект в диэлектриках, стр. 190 и 201, 1940.
11. Сикорский, ДАН СССР, 60, 1, 47, 1948.

ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СУБЛИМАТ-ФОСФОРА KI-TI ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО СВЕТА

К. В. Шалимова

В работе показано, что поглощение и излучение света в сублима-т-фосфоре KI-TI происходит в одном центре. Этим центром является ион таллия, находящийся в электрическом поле кристаллической решетки фосфора.

Одни и те же щелочногалоидные соли с примесью таллия показывают различную фотолюминесценцию в зависимости от того, какой фосфор готовится. Монокристаллы дают ультрафиолетовое свечение; сублима-т-фосфоры—видимое. Различное излучение приписывается, как это можно встретить в периодической литературе, различным центрам. Считается, что „объемные“ центры определяют мономолекулярное свечение монокристаллических люминофоров. Излучение мелкокристаллических поверхностно активированных пленок, в основном, приписывается „поверхностным“ центрам излучения.

Люминесцирующие пленки можно изготовить на воздухе. Эти пленки по сравнению с пленками, сублимированными в вакууме, обладают еще более интенсивным свечением. Рост яркости излучения, казалось, можно связать с центрами, обусловленными вхождением кислорода [1]. Однако, как показали наши исследования, спектры поглощения и излучения пленок, полученных на воздухе [2], тождественны спектрам пленок, сублимированных в высоком вакууме [3]. Следовательно, излучение пленок, приготовленных в различных условиях, должно быть приписано одному и тому же центру. Для сублима-т-фосфора неизвестно, где происходит поглощение света возбуждения и какой центр ответствен за излучение света люминесценции.

Решить вопрос о природе фотолюминесценции можно, если изучить зависимость яркости излучения фосфора от интенсивности возбуждающего света [4]. У фосфоров, свечение которых подчиняется мономолекулярному закону, интенсивность люминесценции пропорциональна числу возбужденных центров, а следовательно, пропорциональна интенсивности возбуждающего света.

Интенсивность свечения фосфоров с бимолекулярной реакцией пропорциональна не только числу возбужденных центров, но и числу свободных электронов. Поэтому у этих фосфоров может проявляться либо линейная, либо нелинейная зависимость яркости свечения от интенсивности возбуждающего света. Нелинейная зависимость интенсивности свечения от интенсивности света возбуждения у кристаллофосфоров наблюдается при температурах, при которых имеется температурное гашение фотолюминесценции [5]. Эффект отклонения от линейности тем заметнее, чем выше температура, при которой проводятся исследования по сравнению с температурой начала гашения.

У щелочногалоидных сублима-т-фосфоров, в частности у KI/TI, наблюдается температурное гашение фотолюминесценции. Температура начала гашения свечения люминесцирующих пленок, как следует из наших опы-

тов [6], зависит от концентрации активатора и длины волны возбуждающего света. В силу этого опыты по изучению зависимости яркости свечения сублимат-фосфора от интенсивности возбуждающего света были проведены при разных температурах при монохроматическом возбуждении светом из разных областей поглощения активатора.

Объектом исследования являлись пленки KI/Tl, которые готовились на воздухе. Пленки наносились на кварцевую пластинку, укрепленную на пальце вакуумного прибора (подробное описание прибора дается в предыдущей работе [6]). Высокая температура пленки задавалась электропечью, которая помещалась в палец вакуумного прибора. Низкая температура достигалась с помощью жидкого воздуха, наливаемого в палец прибора. Температура замерялась железоконстантановой термопарой, которая была прижата к держателю кварцевой пластинки. Источником возбуждения служила кварцевая лампа ПРК—4. Двойная монохроматизация света возбуждения осуществлялась кварцевым спектрографом с малой дисперсией и кварцевым монохроматором с однократным разложением.

Люминесценция возбуждалась светом длин волн 2537, 2652, 3020 и 3125 Å. Ослабление света возбуждения производилось сетками. Сетки помещались перед линзой, фокусирующей свет источника возбуждения на щель спектрографа, который был использован в качестве первичного монохроматора. Максимальное ослабление света возбуждения было в 300 и 500 раз. Яркость свечения люминесцирующей пленки замерялась фотометром на гашение [7].

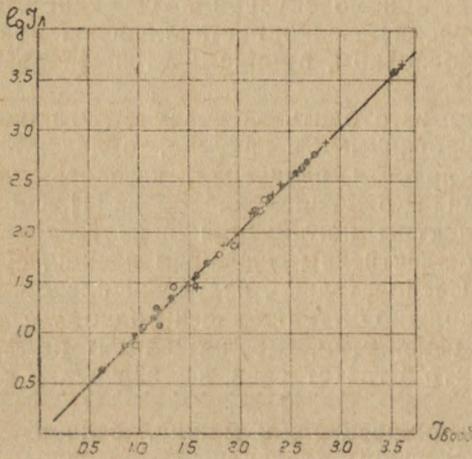


Рис. 1—Зависимость интенсивности люминесценции KI/Tl от интенсивности возбуждающего света $\lambda_{\text{возб.}} = 2537 \text{ Å}$ при температурах: точки $+19^\circ\text{C}$, кружки -85°C и крестики $+250^\circ\text{C}$.

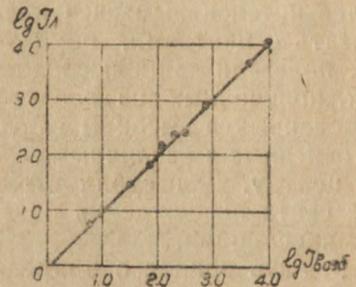


Рис. 2—Зависимость интенсивности люминесценции KI/Tl от интенсивности возбуждающего света $\lambda_{\text{возб.}} = 3020 \text{ Å}$ при температуре $+250^\circ\text{C}$.

Опыты были проведены на пленках иодистого калия со средним и большим содержанием таллия. Концентрация активатора определялась по спектрам свечения; фосфоресценция не наблюдалась.

Измерения интенсивности люминесценции для пленки со средней концентрацией активатора были проведены при трех температурах: -100 , $+20$ и $+200^\circ\text{C}$ при возбуждении светом длины волны 2537 и 3020 Å. (рис. 12). Флуоресценция у этой пленки для этих длин волн возбуждения начинает гаснуть при температуре порядка 60°C .

Результаты измерений интенсивности люминесценции в зависимости от интенсивности возбуждающего света для пленки с большим содержанием

таллия, проведенные при $+150^{\circ}\text{C}$, представлены на рис. 3 ($\lambda_{\text{возб.}} = 2652 \text{ \AA}$) 4 ($\lambda_{\text{возб.}} = 3125 \text{ \AA}$). Температура начала гашения флуоресценции порядка 0°C .

Как видно из приведенных рисунков, интенсивность свечения обеих пленок для всех длин волн возбуждения при температурах, при которых имеется значительное температурное гашение фотолюминесценции, линейно зависит от интенсивности возбуждающего света. Это свидетельствует о наличии в сублимат-фосфоре KI/Tl процессов поглощения света и излучения света люминесценции, которые протекают в самом активаторе.

Для выяснения природы центра поглощения и излучения сублимат-фосфора, активированного таллием (таллий входит в кристаллическую ре-

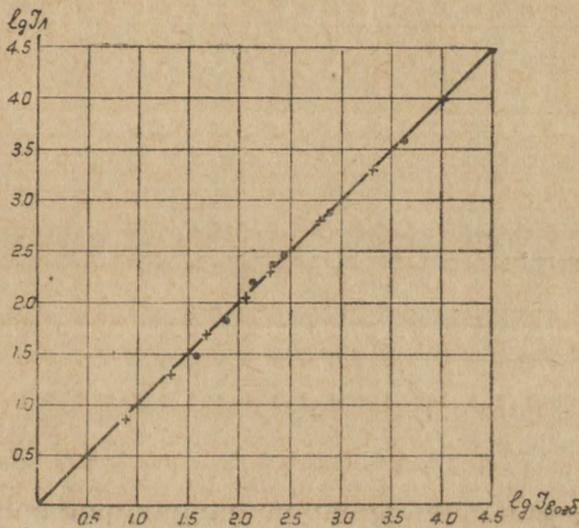


Рис. 3—Зависимость интенсивности люминесценции KI/Tl от интенсивности возбуждающего света $\lambda_{\text{возб.}} = 2652 \text{ \AA}$ — крестики, $\lambda_{\text{возб.}} = 3125 \text{ \AA}$ — точки при температуре $+290^{\circ}\text{C}$.

шетку в виде атома, иона или какого-либо сложного комплекса) было предпринято исследование спектров поглощения и излучения сублимат-фосфоров KI/Tl и NaI/Tl при разных концентрациях активатора [3]. На основании этих опытов было высказано предположение, что активатором в поверхностно активированных пленках является ион таллия, энергетические уровни которого подвержены значительному изменению под воздействием межмолекулярного поля материнской решетки фосфора. Флуоресценция обусловлена переходами электрона между возбужденными уровнями иона таллия. Следовательно, природа „объемных“ и „поверхностных“ центров люминесценции щелочногалогидных люминофоров, активированных таллием, одна и та же. Только межмолекулярное электрическое поле, в зависимости от симметрии кристаллической решетки фосфора (монокристалл—поле симметричное; сублимат-фосфор—мелкокристаллические пленки—поле асимметричное), оказывает различное воздействие на электронные уровни активатора—иона таллия. Ион таллия, находящийся в полях разной симметрии, обнаруживает различные спектры как поглощения, так и излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Nonraht, *Ann. d. Phys.*, **29**, 421, 1937.
2. К. В. Шалимова, *ДАН СССР*, **61**, 1031, 1948; *Труды СФТИ*, настоящий сборник.
3. К. В. Шалимова, *Труды СФТИ*, **24**, 209, 1947; *ДАН СССР*, **66**, 625, 1949; **66**, 851, 1949; *Труды СФТИ*, настоящий сборник.
4. В. Л. Левшин, *Светящиеся составы*.
5. Ф. И. Вергунас и Ф. Ф. Гаврилов, *Труды СФТИ*, **24**, 171, 1947; **26**, 140, 1949; *ЖЭТФ* **18**, 873, 1948.
6. К. В. Шалимова, *ЖЭТФ*, **18**, 1035, 1948; *Труды СФТИ*, **26**, 160, 1949.
7. Е. М. Брумберг и С. И. Вавилов, *ДАН СССР*, **3**, 405, 1934.

СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ СУБЛИМАТ-ФОСФОРА KI-TI, ПРИГОТОВЛЕННОГО НА ВОЗДУХЕ

К. В. Шалимова

Были исследованы спектры поглощения и их зависимость от температуры пленок, KI-TI, приготовленных на воздухе. Установлено, что спектры поглощения пленок, приготовленных на воздухе, тождественны спектрам пленок, сублимированных в высоком вакууме. Повышение температуры сублима-т-фосфора сопровождается ростом высот длинноволновых максимумов основной полосы поглощения активатора; понижение температуры, наоборот, приводит к росту коротковолновых максимумов спектра поглощения. Дается объяснение зависимости спектра поглощения монокристаллического фосфора KI-TI от температуры.

При одновременном испарении соли иодистого калия и металлического таллия в воздухе на кварцевую пластинку получают ярко люминесцирующие пленки. Концентрацию активатора при таком приготовлении сублима-т-фосфора можно изменять в широких пределах. Спектры фотолюминесценции этих пленок состоят из одной полосы излучения с четырьмя максимумами 4550, 5050, 5300 и 6250 Å [1].

Распределение интенсивностей в отдельных максимумах полосы люминесценции зависит от длины волны возбуждающего света и концентрации активатора. Спектральное распределение поглощения, а также зависимость его от температуры, для таких сублима-т-фосфоров не исследованы.

В настоящей работе спектр возбуждения замерялся визуально с помощью фотометра на гашение [2]. Источником возбуждения служила водородная трубка, свечение которой разлагалось кварцевым монохроматором с однократной монохроматизацией. Результаты измерения представлены на рис. 1. Спектральное распределение возбуждения, состоящего из двух полос: длинноволновой с максимумами

при 2870 и 2950 Å и коротковолновой с максимумами при 2550, 2360 и 2250 Å, такое же как и для пленок KI/TI, сублимированных в высоком вакууме [3, 4, 5, 6]. Различие только в том, что в длинновол-

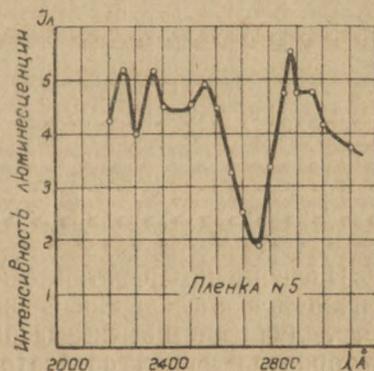


Рис. 1

новой области возбуждения появился дополнительный максимум при 2950 Å, которого нет у сублимированных в вакууме пленок при небольшой концентрации таллия.

Изучение спектрального распределения поглощения проводилось визуально, с помощью свечения флуоресцеина [7], и фотографически на просвет кварцевым спектрографом с малой дисперсией. Изменение относительного коэффициента поглощения в зависимости от длины волны, промеренное визуально, для той же пленки, для которой был промерен спектр возбуждения, дано на рис. 2. Спектр возбуждения в данном случае повторяет спектр поглощения.

Для пленки с большой концентрацией активатора спектр поглощения, исследованный фотографическим методом, изображен на рис. 3. При комнатной температуре (рис. 3, кривая *a*) в спектре поглощения промеряются две полосы. Длинноволновая полоса состоит из основного максимума при 2870 Å и трех дополнительных при 2800, 2950 и 3150 Å. В коротковолновой имеется основной максимум при 2360 Å и три дополнительных при 2650, 2550 и 2250 Å.

Вид областей поглощения и положение их максимумов на шкале длин волн полностью совпадает с соответствующими полосами и максимумами поглощения и возбуждения сублимат-фосфора КI/TI, приготовленного в высоком вакууме [6].

Максимум поглощения при 2170 Å соответствует длинноволновому максимуму собственного поглощения основного вещества фосфора [8].

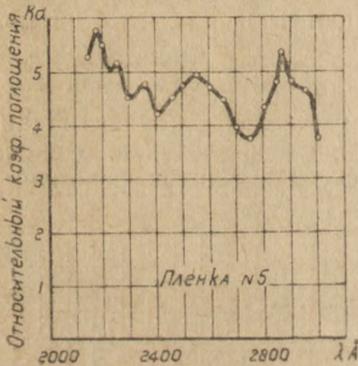


Рис. 2

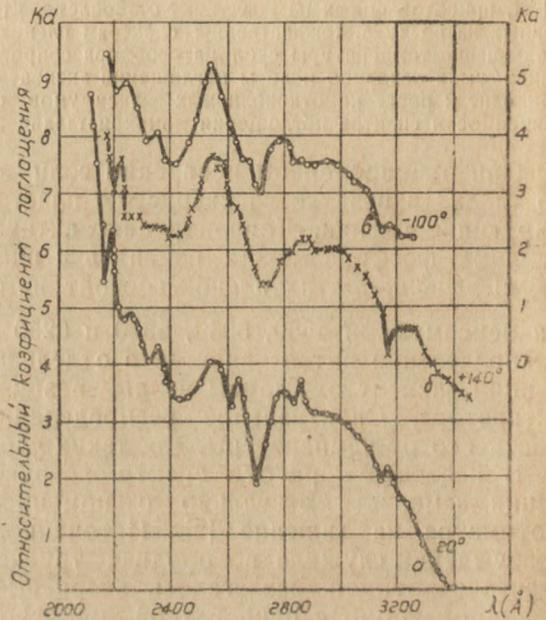


Рис. 3

Идентичность спектров указывает на одинаковую природу соответствующих полос поглощения пленок, полученных на воздухе и в вакууме. Тогда, следуя нашим высказываниям о природе максимумов поглощения (в части, принадлежащей активатору) для сублимированных в вакууме пленок [8], мы можем считать, что и для пленок, приготовленных на воздухе, поглощение света возбуждения и фотолюминесценция происходят в ионах таллия, которые находятся в различных энергетических условиях, в зависимости от симметрии электрического поля материнской кристаллической решетки фосфора. Искажение симметрии поля решетки, которое определяется увеличением концентрации активатора, приводит к расщеплению уровней возбуждения иона таллия $6s\ 6p^3P_1$, $6s\ 6p^3P_2$ и $6s\ 6p^3P_1$.

Переход электрона с основного уровня $6s\ 6s^2\ S_0$ при поглощении света возбуждения на подуровни расщепления $6s\ 6p^3P_1$ (триплет) обуславливает длинноволновые максимумы поглощения 2800, 2870 и 2950 Å. Поглощение при 3150 Å, как нам кажется, появляется за счет снятия запрета для переходов на уровень $6s\ 6p^3P_0$. Снятие запрета и дублетное рас-

щепление уровня возбуждения $6s\ 6p^3P_2$ определяют поглощение в максимумах при 2650 и 2550 Å.

Максимумы поглощения 2360 и 2250 Å мы можем сопоставить с уровнем возбуждения $6s\ 6p^1P_1$, который расщепляется в триплет. Однако длинноволновой максимум расщепления в спектре поглощения исследуемого образца не промеряется из-за большого поглощения в максимуме 2550 Å.

С увеличением нарушений в решетке число переходов, обусловленных асимметрией поля, должно увеличиваться. Это в свою очередь должно привести к росту соответствующих максимумов поглощения. Последнее положение находит подтверждение в наших опытах по изучению температурной зависимости спектра поглощения KI/Tl. Опыты были проведены при $+140^\circ\text{C}$ (рис. 3, кривая б) и -100°C (рис. 3, кривая в).

Как видно из приведенного рисунка, температура воздействует не одинаково на отдельные максимумы поглощения. Так, максимумы 2250 и 2360 Å при повышении температуры испытывают незначительное смещение в сторону больших длин волн, а их высоты уменьшаются. Низкая температура приводит к противоположным изменениям.

Положение максимумов 2550 и 2650 Å с изменением температуры не меняется, наблюдается только уменьшение их высот с понижением температуры пленки; с повышением температуры, наоборот, происходит их рост. Такая же зависимость этих максимумов от температуры была и у сублимированных в вакууме пленок KI/Tl, с малой концентрацией активатора.

Изменение температуры сублимат-фосфора сопровождается перераспределением интенсивностей в максимумах поглощения 2800, 2870 и 2950 Å, положение их не меняется. При высокой температуре (рис. 3, кривая б) заметно растет максимум 2950 Å и сильно уменьшается 2800 Å. При низкой температуре (рис. 3, кривая в), наоборот, максимум 2890 Å растет, а максимум 2950 Å уменьшается.

Максимум поглощения 3150 Å с повышением температуры растет и смещается в сторону больших длин волн (при $+150^\circ\text{C}$ он приходится на 3240 Å). Это смещение, вероятно, произошло из-за неодинакового изменения высот максимумов 2950 и 3150 Å с повышением температуры (первый уменьшается, а второй увеличивается).

У щелочно-галогидного монокристалла иодистого калия, активированного таллием [9], а также у сублимат-фосфора KI/Tl с малым количеством таллия [3,4,5], длинноволновые максимумы поглощения активатора с повышением температуры смещаются в сторону больших длин волн, с понижением температуры — в сторону коротких длин волн. Это температурное смещение полосы поглощения, как нам кажется, можно объяснить, исходя из результатов настоящих экспериментов. Надо полагать, что длинноволновый максимум поглощения активатора указанных фосфоров также имеет сложную структуру, однако максимумы расщепления не разрешены даже при температуре -183°C . Повышенная температура приводит к уменьшению высоты коротковолнового максимума расщепления и к росту длинноволнового, а следовательно, к смещению всего максимума в

целом в сторону больших длин волн. При понижении температуры, когда растет коротковолновый максимум расщепления, а длинноволновый уменьшается, должно наблюдаться смещение всего максимума в сторону коротких длин волн.

Фотоэлектрическая лаборатория
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. К. В. Шалимова, ДАН СССР, 61, 1031, 1948.
2. Е. М. Брумберг и С. И. Вавилов, ДАН СССР, 3, 407, 1934.
3. К. В. Шалимова, Диссертация, СФТИ, 1946.
4. К. В. Шалимова, Труды СФТИ, 24, 204, 1947.
5. К. В. Шалимова, Труды СФТИ, 24, 209, 1947.
6. К. В. Шалимова, ДАН СССР, 66, 625, 1949.
7. С. И. Вавилов, Zs f. Phys, 42, 311, 1927.
8. К. Бонгеффер и П. Гартек, Основы фотохимии, ОНТИ, 1935.
9. R. Hilsch u. R. Pohl., Zs f. Phys, 48, 384, 1928.

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА ПРОЦЕСС ДИФфуЗИИ НАТРИЯ В КАМЕННУЮ СОЛЬ

Д. Н. Попов

Путем изучения температурного хода диффузии исследовалось изменение энергии активации при диффузии под действием пластической деформации каменной соли.

Установлено, что пластическая деформация весьма значительно снижает энергию активации. Получен закономерный ход энергии активации с изменением деформирующего напряжения.

С повышением температуры, при которой ведется деформация, снижение энергии активации делается меньше. При данной скорости деформации можно, анализируя изменение энергии активации при изменении температуры деформации, найти температуру, при которой будет происходить хрупкое разрушение при данном напряжении.

§ 1. Введение

Вопрос о влиянии деформации и вообще пороков строения кристаллической решетки на процесс диффузии является экспериментально мало обоснованным. Решение проблемы тормозится трудностями изучения диффузии при низких температурах. Но именно при низких температурах влияние пороков кристалла должно было бы сказываться на диффузии больше всего.

По воззрениям, развитым Борном, в идеальной кристаллической решетке атомы (ионы) в положении статического равновесия находятся в самом устойчивом состоянии, обладают минимумом потенциальной энергии. Запас энергии, которой должен обладать атом для перехода в новое устойчивое положение, принято называть энергией активации. Энергия активации определяет высоту потенциальных барьеров, которыми практически разделены соседние атомы решетки.

Каждый дефект строения, какими бы причинами он не вызывался, сводится к накоплению в дефектном месте определенного количества энергии разрушения. В местах искажения энергия активации снижается, вероятность перемещения атомов увеличивается.

Согласно анализу Френкеля [1], в процессе тепловых колебаний участка решетки всегда имеется определенная вероятность перескока атома из регулярного состояния (правильное положение покоя) в иррегулярное состояние (неправильное состояние покоя) или другое регулярное состояние. Уже одно это тепловое движение неизбежно вызывает нарушения в состоянии решетки кристалла. Перескоки создают появление и перемещение свободных мест — „дырок“ в решетке.

С повышением температуры вероятность перескоков быстро увеличивается, развивается самодиффузия. Но самодиффузия, так или иначе сопутствующая большинству процессов, протекающих в твердых телах при повышенных температурах, практически не поддается непосредственному контролю. Поддающаяся же контролю диффузия всякого внешнего инородного материала делается возможной только при достаточно интенсивном развитии самодиффузии. При повышенных температурах на протекание внешней, контролируемой диффузии накладывается диспергирование примесей и такие проявления самодиффузии, как отдых и рекристаллиза-

ция. Влияние дефектов строения на диффузию этими наложениями затушевывается и зачастую снимается.

Скорость диффузии характеризуется коэффициентом диффузии D . Зейтц и Лаинд [2], исследовавшие скорость диффузии различных металлов в свинец, и Иост [3], анализирувавший диффузию ряда металлов в золото и серебро, показали, что во всех случаях получила хорошее опытное обоснование экспоненциальная зависимость коэффициента диффузии от температуры:

$D = Ae^{-\frac{u}{kT}}$, где u — энергия активации. Это уравнение подтвердилось результатами многих других исследований [4].

Хорошо подтвержденная опытными данными зависимость коэффициента диффузии от температуры диффузии заставляет предполагать, что в местах решеток, в которых энергия активации различна, должна быть различна и скорость диффузии. В дефектных местах, где потенциальные барьеры между атомами снижены, скорость диффузии должна быть большей. Диффузия должна протекать преимущественно по разрыхленным участкам решетки.

Структурные искажения могут характеризоваться как числом дефектных мест, так и степенью искажения решетки в каждом дефектном месте. Увеличение числа дефектных мест вызывает увеличение скорости диффузии, но она может и не сопровождаться изменением энергии активации. Уменьшение энергии активации диффундирующих атомов может возникнуть только при увеличении степени искажения решетки. В опытах по диффузии интересно поэтому определять не только коэффициент диффузии D , но и значения энергии активации u .

Хевеши [5], наблюдая самодиффузию радиоактивного изотопа свинца в свинец, и В. Бугаков и Ф. Рыбалко [6], используя метод испарения цинка из латуни, показали, что в поликристаллах диффузия протекает во много раз быстрее, чем в монокристалле. Следовательно, диффузия в поликристаллах идет почти исключительно по прослойкам, т. е. по местам наибольших разрыхлений решетки.

Ван-Лимпт [7] исследовал диффузию молибдена в поликристаллы вольфрама с разной величиной зерна. По его данным энергия активации от величины зерна не зависит. В образцах с разной величиной зерна изменяется лишь множитель, не зависящий от температуры.

Гюлай У. и Гартли Д. [8], подвергая кристаллы каменной соли серии последовательных давлений, показали, что каждое последующее увеличение давления вызывает мгновенное увеличение проводимости. Гюлай объясняет это явление тем, что при увеличении давления увеличивалось число дефектных центров и степень их искажения.

М. А. Большанина и В. И. Павлов [9], исследуя диффузию ртути в цинк, показали что энергия активации в пластически деформированных кристаллах цинка в 3,6 раза меньше энергии активации в недеформированных кристаллах. Опытные данные этой работы убедительно говорят о влиянии дефектов строения, вызванных деформацией, на результаты диффузии. По всей вероятности, средняя объемная плотность скрытой энергии деформации не имела таких больших значений, чтобы вызвать изменение энергии активации в 3,6 раза. Такая большая плотность энергии деформации могла быть лишь в наиболее искаженных участках решетки цинка. Эти соображения дают основание к заключению, что в деформированных кристаллах цинка диффузия протекала, в основном, по местам наибольших искажений.

Внутренние напряжения в пластически деформированной решетке разделяются на три группы: напряжения I-го, II-го и III-го рода. Макроскопическая неоднородность деформации определяет появление внутренних

напряжений I рода. Эти напряжения не вызывают значительных искажений базиса решетки. Связанная с ними скрытая энергия деформации составляет небольшую процент всей энергии разрыхления. Существенное влияние на результаты диффузии напряжений I рода оказывать не будут, так как при высоких температурах диффузии они практически полностью снимаются.

Неоднородность деформации вблизи границ плоскостей скольжения и на границе 2-х различно ориентированных зерен поликристалла определяет возникновение внутренних напряжений II рода. Связанная с напряжениями II рода энергия составляет все же небольшую часть всей скрытой энергии деформации. А. И. Гарберг [10] прямыми измерениями латентной энергии пластически деформированных кристаллов каменной соли нашел, что она составляет от 5% до 28% работы деформации, тогда как измеренная оптическим методом скрытая энергия напряжений II рода не превышала 2,3% работы деформации. Внутренние напряжения II рода, в основном, снимаются при температурах отжига, меньших температур рекристаллизации. При таких температурах контролируемые процессы диффузии протекают с малой скоростью. Это вызывает большие затруднения в определении влияния на результаты диффузии напряжений II рода.

По воззрениям, развитым Делингером, вследствие дефектов, возникающих на плоскостях скольжения, образуются особого рода „зацепления“, охватывающие небольшие участки решетки в несколько десятков атомов. Эти внутренние напряжения получили название напряжений III рода. Измерения, проведенные Бриллем [11] на деформированных сжатием кристаллах сильвина, и Делингером [12], показали, что напряжения III рода значительно превышают напряжения II рода. Бриндли и Спирс [13], определяя для меди и никеля энергию напряжений III рода, получили величины того же порядка, что и для всей скрытой энергии деформации. Следовательно, энергия деформации, в основном, определяется энергией напряжений III рода. Напряжения III рода очень устойчивы и снимаются, в основном, только рекристаллизацией.

Если пластическая деформация может оказывать влияние на результаты диффузии, то это влияние, главным образом, должно зависеть от накопления в деформированной решетке напряжений III рода.

Вследствие низкой температуры рекристаллизации свинца Хевеши [5] не мог обнаружить влияния пластической деформации при исследовании самодиффузии радиоактивного изотопа свинца в свинец.

М. А. Большанина и В. А. Павлов [9], наблюдая диффузию ртути в цинке, обнаружили влияние пластической деформации на энергию активации лишь в интервале температур ниже 40°C. В интервале температур выше 40°C рекристаллизация уничтожает в цинке почти все дефекты строения, созданные пластической деформацией.

Э. Регер [15], наблюдая диффузию натрия в неотожженные и предварительно отожженные образцы каменной соли, заметил, что глубина диффузии в образцах, подвергнутых отжигу, вообще оказалась меньше, чем в образцах неотожженных. Согласно данным Э. Рексера, даже для температуры отжига 710°C уменьшение глубины проникновения натрия прекращалось лишь у образцов, подвергнутых отжигу продолжительностью более 60 часов.

Данные опытов Э. Рексера показали, что в кристаллической решетке типа NaCl процесс исчезновения некоторых дефектов строения, оказывающих влияние на диффузию, протекает сравнительно медленно даже при высоких температурах, близких к температуре плавления. Поэтому для исследования влияния деформации на результаты диффузии была выбрана диффузия натрия в каменную соль.

В работе разбирается влияние пластической деформации сжатия кристаллов каменной соли на определяемую методом диффузии энергию активации.

§ 2. Метод работы

Для выяснения степени годности естественных кристаллов каменной соли для решения поставленной задачи было взято по 3 образца из 12 различных кусков кристалла Бахмутского месторождения. За 120 мин диффузии при температуре 600°C глубина диффузии у отдельных образцов колебалась от 0,8 мм до 6,4 мм. У большинства образцов, взятых из одного и того же куска каменной соли, максимальные глубины диффузии были близки. Распределение тонов окраски области проникновения натрия оказывалось также примерно одинаковым. У образцов же, взятых из различных кристаллов, глубины диффузии и характер окраски областей проникновения натрия резко отличались друг от друга. Цвет окраски определяется средней величиной зерен натрия, скопляющегося в отдельных пунктах решетки. Интенсивность окраски определяется числом таких зерен в единице объема. Распределение тонов и яркости окраски характеризует распределение концентрации натрия.

Э. Рексер [15], производя аналогичную работу по диффузии натрия в естественные неотожженные кристаллы NaCl, имел куски кристаллов, собранные из разных месторождений, и различие окраски и глубин диффузии в отдельных образцах приписал исключительно различию химического состава примесей.

Взятые для выполнения данной работы куски кристаллов каменной соли имели, в основном, один состав примесей. Большая разница результатов диффузии может быть объяснена различием в дефектах строения кристаллических решеток отдельных образцов. По всей вероятности, в природной обстановке залегания отдельные образцы находились в несколько различных условиях и испытывали различные деформирующие воздействия. Если это предположение верно, то итоги опытов по диффузии натрия в неотожженные естественные кристаллы каменной соли показывают, что диффузия в различно деформированных решетках может дать различные результаты.

Опыты по диффузии натрия в образцы, перед диффузией предварительно подвергнутые отжигу, показали, что отжиг снимает различие в результатах диффузии. Чем выше бралась температура отжига, тем меньше делалось различие как в окраске, так и в глубине проникновения натрия. При температурах отжига, превышающих 650°C, различие в окраске уже полностью исчезало. У любого образца, независимо от его происхождения, вся область проникновения натрия имела красновато-малиновый цвет. Но даже отжиг при температуре 750°C и 60-ти часовой его продолжительности не уничтожал полностью различий в глубинах проникновения натрия. Состояние решеток различных кристаллов, отожженных даже при температуре 750°C, для исследования по диффузии нельзя было считать одинаковым.

Эти данные опытов выяснили трудность получения для опытов по диффузии достаточного количества однородного исходного материала. Таким материалом в дальнейшем можно было бы считать лишь образцы, взятые из одного и того же куска каменной соли, в котором в разных местах одинаковые условия диффузии давали строго одинаковые результаты. Этим свойством обладал далеко не каждый кусок кристалла каменной соли. Максимальные размеры шести отобранных для работы кусков каменной соли фактически определили объем опытов, результаты которых можно было бы подвергать количественному сравнению.

Если для осуществления процесса диффузии некоторое количество натрия помещается на поверхности образца, то практически следует считать, что диффузия идет от пограничного слоя с постоянной концентрацией. Для этого случая основное уравнение диффузии имеет известное решение $c_{(n,t)} = c_0 \left[1 - \Phi \left(\frac{h}{2\sqrt{Dt}} \right) \right]$, где $c_{(n,t)}$ — концентрация диффундирующего материала в слое на расстоянии h от границы раздела спустя t сек от начала диффузии, c_0 — концентрация диффузии на границе раздела и Φ — функция ошибок Гаусса. Постоянной концентрации $c_{(n)}$ соответствует постоянное значение аргумента функции Φ : $A = \frac{h}{2\sqrt{Dt}}$ или $h = 2A\sqrt{Dt}$, откуда следует, что расстояние слоя с некоторой определенной постоянной концентрацией c от плоскости раздела пропорционально \sqrt{t} .

При диффузии натрия в каменную соль у образцов с одинаковым состоянием кристаллической решетки оказывается, что граница проникновения натрия имеет определенный тон окраски и определенный порог резкости. Изменение температуры и времени диффузии не влияет ни на тон окраски, ни на порог резкости границы проникновения натрия. Следовательно, граница проникновения натрия имеет одну и ту же концентрацию натрия. В таком случае, аргумент функции Φ : $A = \frac{h}{2\sqrt{Dt}}$ должен быть постоянной величиной; но тогда квадрат глубины диффузии натрия h^2 должен быть пропорционален коэффициенту диффузии: $h^2 = 4A^2tD$. Температурная зависимость коэффициента диффузии подчинена экспоненциальному закону $D = D_0 e^{-\frac{u}{kT}}$. Но если $h^2 = kD$, то для каждой группы образцов, имеющих одинаковую степень искажения решетки, должно

оправдываться уравнение: $h = c\sqrt{t} e^{-\frac{B}{kT}}$. Очевидно, $u = 2B$ и для определения энергии активации u достаточно в нескольких образцах, имеющих одинаковое состояние дефектов строения решетки, проследить температурный ход $\ln h$.

С. Арцыбышев [15] показал, что при диффузии меди в каменную соль зависимость $h = b\sqrt{t}$ себя хорошо оправдала. Но проверка зависимости $h = b\sqrt{t}$ для диффузии натрия в каменную соль наталкивается на ту трудность, что помещение металлического натрия на кристалл каменной соли, уже прогретый до температуры диффузии, практически неосуществимо. Помещение же натрия на кристалл каменной соли при комнатной температуре и дальнейшее прогревание образца до температуры диффузии в контакте с натрием, неизбежно приводит к тому, что в первые стадии диффузии, когда глубина диффузии нарастает со временем особенно быстро, температура диффузии меняется.

Предположим моментальное прогревание образца и назовем „эффективным временем диффузии“ тот интервал времени, в течение которого в образце получалась бы та же глубина проникновения натрия, что и при реальном протекании диффузии. Пусть a — разница между эффективным и реально протекшим временем диффузии; будем ее называть в дальнейшем „эффективной потерей времени“. Тогда для зависимости глубины проникновения от эффективного времени диффузии будем иметь: $h = b\sqrt{t - a}$ и для глубины проникновения натрия находим выражение:

$$h = c\sqrt{t - a} e^{-\frac{u}{2kT}}$$

Для обеспечения устойчивости температурного режима диффузии опыты проводились в специальном диффузионном баллоне с отъемным плотно привинчивающимся дном. Баллон с испытуемыми образцами предварительно подогревался в печи до температуры в 200°C — 300°C (такое подогревание не могло вызвать диффузии). Температуры предварительного прогрева для различных температур диффузии были подобраны так, что время прогрева образцов для всех температур диффузии оставалось равным 25 мин. Образцы, для которых период прогрева до температуры диффузии оказывался нестандартным, отбрасывались.

§ 3. Временная и температурная зависимость глубины диффузии натрия в недеформированные кристаллы каменной соли

Образцы кристалла 1 предварительно подвергались 24-часовому отжигу при температуре 650°C . Проверка в поляризованном свете после отжига показывала полное отсутствие внутренних напряжений. Диффузия в них совершалась при температурах 700°C , 675°C , 650°C , 625°C и 600°C . Для каждой температуры в отдельных образцах продолжительность диффузии (реальная) составляла 25, 50, 85, 160 и 265 мин. Результаты этой серии опытов показаны на рис. 1. Для каждой температуры диффузии

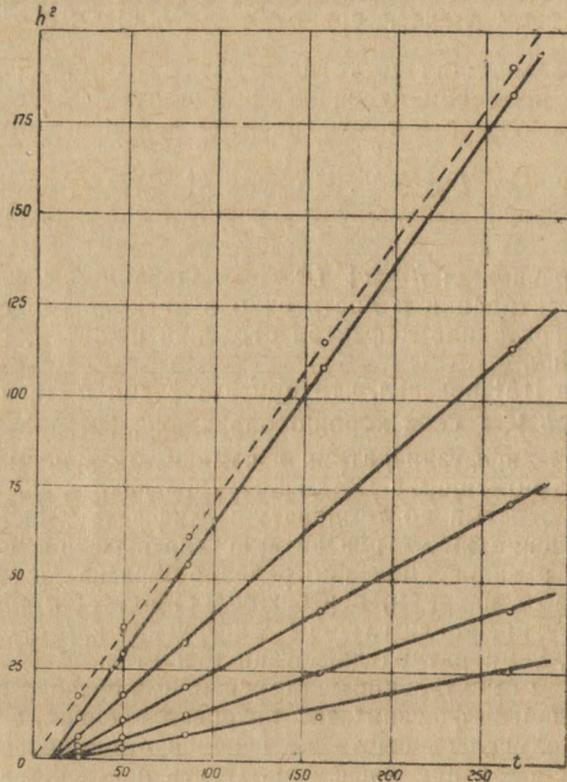


Рис. 1

опытные данные хорошо подтверждают зависимость $h^2 = b(t-a)$. Все точки графика хорошо укладываются на прямые. Но эти прямые не проходят через начало координат. Для изотермы диффузии при 700°C опытные данные дают уравнение: $t_p = 137,6 h^2_{700} + 10,1$, где t_p — реальное время диффузии,

член $137,6/h^2_{700}$ выражает „эффективное время“, необходимое для получения той же глубины проникновения натрия h_{700} при условии мгновенного прогрева образцов. Разность $t_p - t_{эфф.} = 10,1$ мин — эффективно потерянное время. Для возникновения глубины проникновения натрия $h_{700} = 3,32$ мм при мгновенном прогревании потребовался бы интервал времени не 25 мин, а на 10,1 мин меньший. Аналогичные уравнения для изотерм диффузии 675°, 650°, 625° и 600°C дают соответственно эффективные потери времени 12,5 мин, 15 мин, 17,4 мин и 20 мин.

По уравнениям для изотерм диффузии в табл. 1 приведены глубины диффузии, вычисленные для условия мгновенного прогрева образцов с момента помещения их в печь. На рис. 1 пунктирной линией показано то положение изотермы диффузии 700°C, которое она занимала бы, если бы температура диффузии устанавливалась мгновенно.

Таблица 1

Температура диффузии	Время диффузии		Максимальная глубина проникновения натрия h мм	Мгновенное прогревание для реального времени диффузии
	реальное	эффективное		Вычисленная максимальная глубина проникновения натрия h мм
700°C	25	15	3,32	4,265
	50	40	5,43	6,03
	85	75	7,35	7,86
	160	150	10,40	10,785
	265	255	13,56	13,88
675°C	25	12,5	2,45	3,41
	50	37,5	4,25	4,82
	85	72,5	5,80	6,29
	160	147,5	8,25	8,63
	265	252,5	60,70	11,10
650°C	25	10	1,60	2,69
	50	35	3,25	3,81
	85	70	4,50	4,97
	160	145	6,42	6,82
	265	250	8,50	8,78
625°C	25	7,5	1,05	2,10
	50	32,5	2,41	2,97
	85	67,5	3,55	3,87
	160	142,5	5,00	5,31
	265	247,5	6,50	6,84
	25	5	0,70	1,62
	50	30	1,75	2,29
	85	65	2,70	2,985
	160	140	3,60	4,095
	265	245	5,05	5,27

Во всех 25-ти образцах кристалла 1 границы областей проникновения натрия имели одинаковый тон и резкость окраски. Это условие является достаточным для того, чтобы для глубин диффузии и энергии

активации имело место уравнение: $h = c\sqrt{te^{-\frac{u}{2kT}}}$.

Для пяти различных продолжительностей диффузии на рис. 2 по опытным данным работы пятью пунктирными линиями показан темпера-

турный ход $\ln h$. Пунктирные линии рис. 2—прямые, не параллельные друг другу. В чем же причина непараллельности так хорошо выраженных прямых? Причина в том, что глубина диффузии при наличии периода прогрева определяется не реальным, а эффективным временем диффузии:

$$h = c \sqrt{t_p - a_T} e^{-\frac{u}{2RT}}$$
. Стандартизация периода прогрева образцов дала

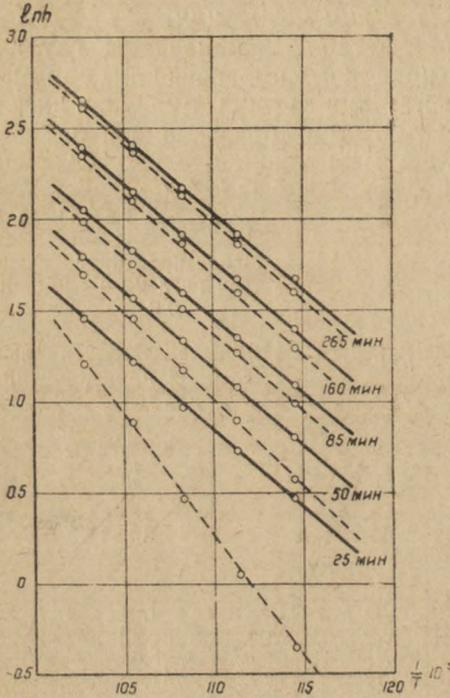


Рис. 2

возможность определить эффективную потерю времени a_T . Для разных температур диффузии она оказывается различной. Из наклона прямых в осях $(\ln h, 1/T)$ энергия активации может быть верно определена только, если продолжительность диффузии одна и та же. На рис. 2 по данным табл. 1 пятью сплошными линиями показан температурный ход $\ln h$ в предположении мгновенного прогрева образцов. Как и следовало ожидать, сплошные линии рис. 2 параллельны друг другу. Значения энергии активации, вычисленные из наклона как пунктирных, так и сплошных линий рис. 2, даны в табл. 2.

Значения энергии активации, определяемые из наклона пунктирных линий, оказываются больше действительно верного значения энергии активации $u_t = 2,257 \cdot 10^{-12}$ эрг, полученного из наклона сплошных линий рис. 2.

Разность эффективных потерь времени в интервале температур $600^\circ - 700^\circ\text{C}$ составляет $a_{600} - a_{700} = 10$ мин.

Таблица 2

Непосредственные опытные данные		Мгновенное прогревание		Ошибки в определении $u(t - a_T)$ в процентах к u_t
Эффективное время диффузии	$u(t_p - a_T)$ из наклона пунктирных линий рис. 2.	Время диффузии	u_t из наклона сплошных линий рис. 2.	
(25р —) мин	$3,59 \cdot 10^{-12}$ эрг	25	$2,257 \cdot 10^{-12}$ эрг	59
(50р —) мин	$2,639 \cdot 10^{-12}$ "	50	$2,257 \cdot 10^{-12}$ "	16,8
(85р —) "	$2,446 \cdot 10^{-12}$ "	85	$2,257 \cdot 10^{-12}$ "	8,37
(160 —) "	$2,317 \cdot 10^{-12}$ "	160	$2,257 \cdot 10^{-12}$ "	2,6
(265 —) "	$2,303 \cdot 10^{-12}$ "	265	$2,257 \cdot 10^{-12}$ "	2,05

При малой продолжительности диффузии эта разность эффективных потерь времени сильно искажает истинное значение энергии активации. При увеличении продолжительности диффузии та же разность эффективной потери времени $a_{600} - a_{700}$ вызывает все меньшую ошибку в определении энергии активации. При реальном времени диффузии $t_p = 160$ мин ошибка составляет всего $2,6\%$ u_t .

Единственной причиной возникновения ошибки является неодинаковость эффективно теряемого времени при разных температурах диффузии. Опыты, сделанные с образцами, имеющими различную степень искажения решетки, позволяют утверждать, что эффективная потеря времени определяется исключительно режимом прогревания образцов. Различие в состоянии дефектов решетки определяет различный наклон изотерм диффузии (в осях h^2, t), но на значения эффективных потерь времени существенного влияния не оказывает.

Для большинства дальнейших опытов была выбрана реальная продолжительность диффузии 160 мин. При такой длительности опытов и стандартизированном режиме прогревания величины энергии активации, определенные для решеток с различным состоянием разрыхления по непосредственным опытным данным, будут больше истинных значений (как и для кристалла 1) примерно на 2,5%.

Для выяснения влияния на энергию активации различных температур отжига группа образцов из кристаллов 2 и 5 отжигалась при температуре 675°C в продолжение 60-ти часов. Другая группа образцов из кристаллов 3,4 и 5 также в течение 60 час отжигалась при температуре 750°C. В обе группы отожженных образцов (в течение 160 мин) проводилась диффузия натрия в интервале температур 725° — 600°C.

Продолжительность отжига была взята такая, при которой в кристаллических решетках оставались только те дефекты строения, которые при данных температурах отжига сохраняли относительное равновесие. Количественные результаты этой серии опытов в осях $(\ln h, \frac{1}{T} \cdot 10^5)$ показаны на рис. 3.

В итоге отжига при 675°C энергия активации (с поправкой, снимающей влияние прогрева) для кристалла

2: $u_2 = 2, 75 \cdot 10^{-12}$ эрг и для кристалла 5: $u_5 = 2,75 \cdot 10^{-12}$ эрг. В итоге отжига при 750°C энергии активации для решеток кристаллов 3,4 и 5 соответственно равны $u_3 = 5,04 \cdot 10^{-12}$ эрг, $u_4 = 5,06 \cdot 10^{-12}$ эрг и $u_5 = 4,96 \cdot 10^{-12}$ эрг.

У различных кристаллов, отожженных при одинаковых температурах, определяемая методом диффузии энергия активации приобретает одинаковые значения. У кристалла 5 энергия активации после отжига при 750°C в 1,82 раза превышает энергию активации после отжига при 675°C.

Согласно этим опытным данным, в решетке каменной соли имеются чрезвычайно устойчивые искажения, которые не снимаются длительным отжигом даже при температурах отжига в 675°C. Эти искажения связаны с большими накоплениями скрытой энергии разрыхления, сильно изменяющими величину энергии активации.

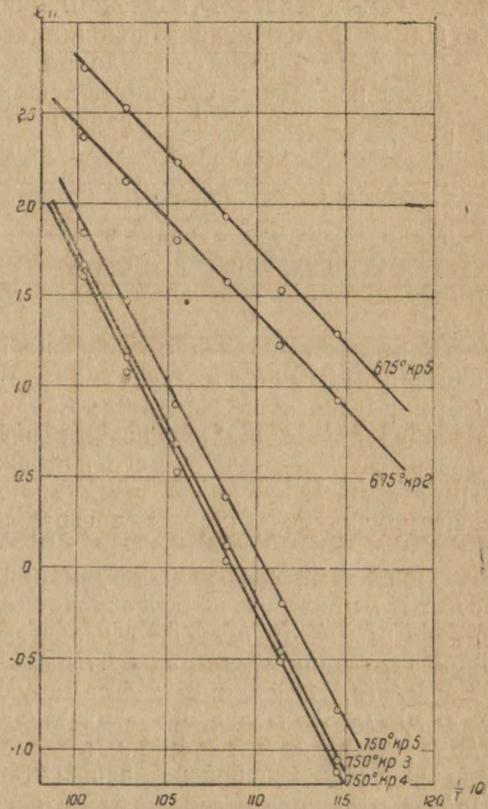


Рис. 3

Напряжения I и II рода снимаются при температурах отжига, меньших 675°C . Очевидно, устойчивые искажения решетки каменной соли, сохраняющиеся и при более высоких температурах отжига, связаны с напряжениями III рода. И скрытая энергия искажений решетки каменной соли заключена, в основном, в напряжениях III рода.

§ 4. Диффузия натрия в деформированные кристаллы каменной соли

Для систематического исследования закономерности влияния пороков строения кристаллической решетки на результаты диффузии была выбрана деформация пластического сжатия. Деформирование образцов производилось на машине Амслера. Специально смонтированная электропечь позволяла производить деформацию при различных температурах вплоть до 500°C . Во избежание возникновения температурных напряжений проводилось замедленное охлаждение деформированных образцов.

Если изменения величины деформирующего напряжения, температуры деформации или степени деформации так или иначе изменяют число возникающих в решетке разрыхлений и определяют в них различное накопление скрытой энергии деформации, то нужно ожидать закономерной зависимости в изменениях глубины диффузии от каждой из перечисленных величин. Для исследования этой зависимости три группы образцов кристалла 2, предварительно отожженных в течение 60 час при 675°C , деформировались под разными напряжениями при температурах 175° , 250° и 325°C .

В недеформированном образце кристалла 2 при температуре диффузии 600°C за 120 мин натрий проникал на глубину $h_0 = 1,90$ мм. Во всех деформированных образцах без исключения при тех же условиях диффузии глубина проникновения натрия оказывалась значительно большей. С увеличением деформирующего напряжения растет и глубина диффузии h . При тех же значениях деформирующего напряжения возникает тем большее увеличение глубины диффузии, чем ниже температура деформации образца.

При температуре деформации 175°C деформирующее напряжение $\sigma = 25$ кг/см² вызвало увеличение глубины проникновения натрия от $h_0 = 1,9$ мм до $h_{25} = 3,45$ мм. Каждое следующее увеличение деформирующего напряжения на 25 кг/см² вызывает все меньший рост глубины диффузии. Изменение деформирующего напряжения σ от 100 кг/см² до 200 кг/см² дает уже чрезвычайно малое возрастание глубины диффузии $h_{100} = 4,20$ мм, $h_{200} = 4,35$ мм.

Рис. 4 для деформированных образцов кристалла 2 дает зависимость $\ln h$ от величины относительного сжатия i . Из изотермы деформации при 175°C (рис. 4) следует, что на относительное сжатие, меньшее $0,57\%$, падает 91% всего наблюдаемого изменения $\ln h$. Остальные 9% изменения $\ln h$ потребовали увеличения величины относительного сжатия в шестнадцать раз (вплоть до $9,1\%$).

Эти данные ясно указывают, что появление первых же полос скольжения резко изменяет скорость диффузии. Дальнейшее даже очень значительное увеличение числа полос скольжения при шестнадцатикратном увеличении относительного сжатия уже относительно мало сказывается на результате диффузии.

Значительное возрастание скорости диффузии при самых небольших величинах относительного сжатия показывает, что подвижность атомов натрия в зонах скольжения во много раз превышает их подвижность в остальных областях решетки. Из этих опытных данных следует, что диффузия в деформированной решетке протекает преимущественно по зонам

скольжения, по местам наибольших разрыхлений решетки. В таком случае изменения результатов диффузии, вызванные деформацией, приобретают тот особый интерес, что они в известной мере открывают путь для анализа состояний межатомных связей разрыхленных мест решетки.

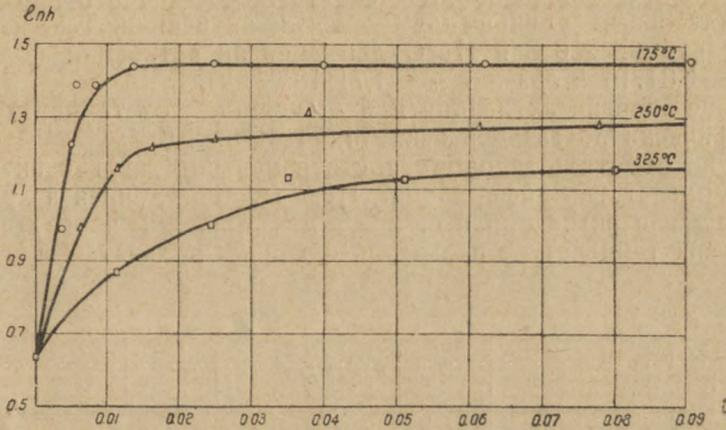


Рис. 4

Для установления закономерности влияния различных температур деформации на энергию активации образцы кристалла 3 с хорошо выправленной предварительно отжигом решеткой (температура отжига 750°C, продолжительность 60 часов) сжимались под нагрузкой $\sigma = 100 \text{ кг/см}^2$ при температурах деформации: 175°, 200°, 250°, 325°, 400° и 475°C.

Результат диффузии в них натрия (с продолжительностью $t_p = 160 \text{ мин}$) показан на рис. 5.

Из рис. 5 следует, что:

1. Все значения энергии активации натрия у деформированных решеток кристалла 3 оказываются меньшими, чем энергия активации у недеформированной решетки того же кристалла.

2. Деформирующее напряжение $\sigma = 100 \text{ кг/см}^2$ вызывает тем большие уменьшения энергии активации, чем ниже температура деформации.

Энергия активации у недеформированной решетки кристалла 3 $u_0 = 5,05 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$. В образцах, деформированных при температуре 475°C, энергия активации $u_{475} =$

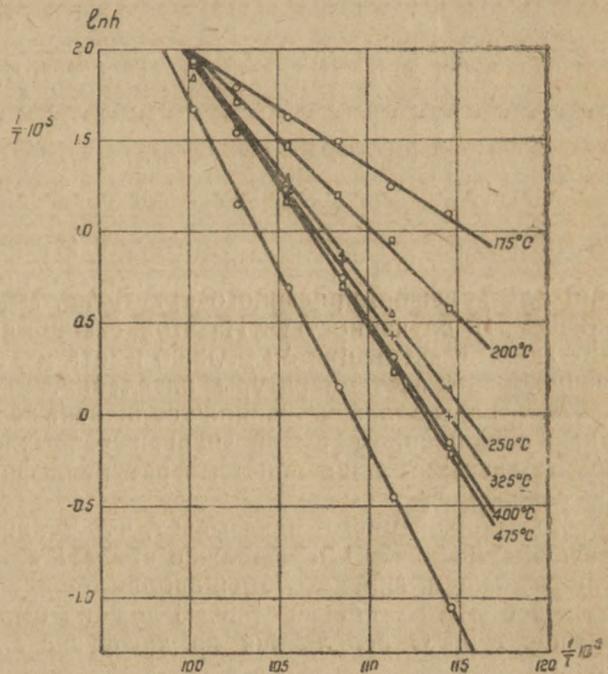


Рис. 5

$= 4,12 \cdot 10^{-12}$ эрг, на 1,85% меньше чем u_0 . При температурах деформации 400°C и 325°C энергия активации деформированных решеток соответственно меньше u_0 на 22,4% и 26,6%. В этом интервале температур деформации (от 475°C до 325°C) каждое снижение температуры деформации на 75°C вызывало равномерное уменьшение энергии активации на 4,1% u_0 .

Но дальнейшее снижение температур деформации приводило ко все более значительным уменьшениям энергии активации. Так, при температурах деформации 250°C и 175°C для энергии активации получены значения $u_{250} = 3,34 \cdot 10^{-12}$ эрг и $u_{175} = 1,71 \cdot 10^{-12}$ эрг.

Изменение энергии активации u в зависимости от температуры деформации графически показано в осях (u , T) на рис. 6.

Интересно отметить закономерность изменения энергии активации при высоких температурах деформации. Прямая, проведенная на рис. 6 через значения энергии активации u_{375} , u_{400} и u_{475} , проходит через точку, абсцисса которой равна температуре плавления натрия, а ордината—энергии актива-

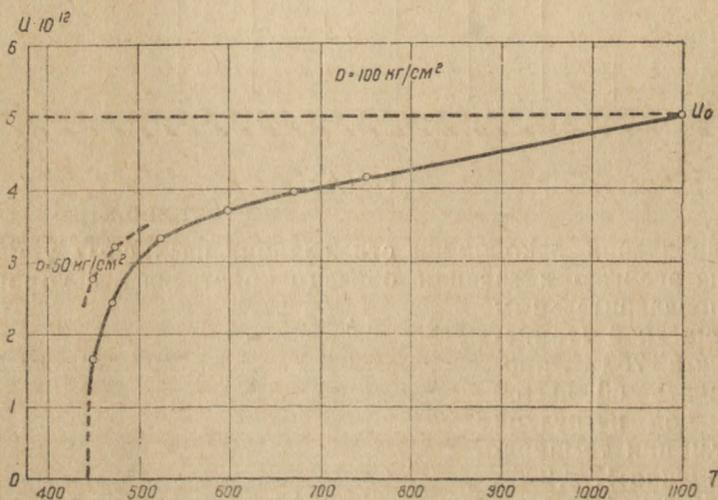


Рис. 6

ции для недеформированного кристалла. Эту закономерность едва ли можно назвать случайностью. Из этой закономерности следует, что уменьшение энергии активации Δu должно иметь место для всех температур деформации, меньших температуры плавления.

Для кристаллов каменной соли искажения решетки в зонах скольжения и накопление скрытой энергии разрыхления может иметь исчезающе малые значения лишь при температуре деформации, близкой к температуре плавления.

Ход кривой рис. 6 показывает, что дальнейшее понижение температуры деформации ниже 175°C должно вызвать еще более резкое снижение энергии активации. При некоторой вполне определенной температуре, несколько меньшей 175°C, кривая рис. 6 должна была бы неизбежно пересечь ось температур. Определяемая из диффузии энергия активации упала бы до нуля.

Реальное осуществление подобных опытов оказалось, однако, невозможным. При температурах деформации, даже на малое число градусов меньших 175°C, под деформирующим напряжением $\sigma = 100$ кг/см² все образцы кристалла 3 раскалывались. Из факта совпадения температуры деформа-

ции, вызывающей растрескивание образцов, с температурой, при которой продолжение кривой рис. 6 пересекает ось абсцисс, следует простой вывод.

Точка пересечения кривой рис. 6 с осью абсцисс указывает температуру деформации, ниже которой кристалл под деформирующим напряжением $\sigma = 10 \text{ кг/см}^2$ (при 20-секундной продолжительности накладывания напряжения) оказывается хрупким. Только при температурах деформации, превышающих эту граничную температуру, кристалл может давать пластические деформации.

Дефекты строения на внешних и внутренних поверхностях могут вызвать растрескивание при более высоких температурах. Влияние состояния поверхности на пластичность кристаллов каменной соли исследовано в ряде работ М. В. Классен-Неклюдовой [16], Зенкелем [17] и другими. Метод диффузии устанавливает нижнюю границу температуры деформации, выше которой, при данных условиях деформирования, вообще еще могут существовать пластические деформации вне зависимости от каких-либо дефектов строения поверхности деформируемого образца.

При исследовании влияния деформирующего напряжения на энергию активации, интересно было проследить за изменениями энергии активации кристаллов, имеющих большое различие начальных дефектов строения. Поэтому для выполнения этой серии опытов были взяты кристаллы 2 и 4. При температуре диффузии 600°C и продолжительности 120 мин глубина диффузии в кристалле 2: $h_2 = 6,46 \text{ мм}$, а в кристалле 4: $h_4 = 0,81 \text{ мм}$. Восьмикратное различие в глубине проникновения натрия давало достаточное основание к предположению, что начальные состояния решеток этих кристаллов чрезвычайно различны. При выполнении опытов по диффузии желательнее было по возможности сохранить это различие в дефектах строения.

Перед деформацией менее разрыхленные образцы кристалла 4 были хорошо выправлены 60-ти часовым отжигом при температуре 750°C .

Образцы кристалла 2 перед деформацией были отожжены в течение 60 часов при температуре 675°C . В более разрыхленной решетке кристалла 2 такой отжиг снимал напряжения I и II рода, но многие дефекты строения, связанные с напряжениями III рода, должны были еще сохраниться.

Различные группы образцов как кристалла 2, так и кристалла 4 подвергались при температуре 200°C деформации под напряжениями $\sigma_1 = 50 \text{ кг/см}^2$, $\sigma_2 = 100 \text{ кг/см}^2$ и $\sigma_3 = 200 \text{ кг/см}^2$.

Диффузия в деформированных образцах проводилась при тех же условиях, как и в предыдущих опытах по определению температурного хода $\ln h$. Для кристалла 4 температурный ход $\ln h$ при различных величинах деформирующего напряжения показан на рис. 7, а для кристалла 2 на рис. 8.

Значения энергии активации, вычисленные по наклонам линий рис. 7 и 8 и с поправками, снимающими влияние прогрева, приведены в табл. 3.

Таблица 3

№ кристалла	Деформирующее напряжение в кг/см^2	u в эргах, вычисленное из наклона линий рис. 8 и 7	u в эргах с поправкой, снимающей влияние прогрева	Снижение u в процентах к начальному значению
2	Недеформир.	$2,82 \cdot 10^{-12}$	$2,75 \cdot 10^{-12}$	—
	50	$2,32 \cdot 10^{-12}$	$2,26 \cdot 10^{-12}$	17,8
	100	$1,80 \cdot 10^{-12}$	$1,75 \cdot 10^{-12}$	36,4
	200	$1,57 \cdot 10^{-12}$	$1,53 \cdot 10^{-12}$	44,4
4	Недеформир.	$5,17 \cdot 10^{-12}$	$5,04 \cdot 10^{-12}$	—
	50	$3,32 \cdot 10^{-12}$	$3,24 \cdot 10^{-12}$	35,5
	100	$2,56 \cdot 10^{-12}$	$2,50 \cdot 10^{-12}$	50,4
	200	$1,88 \cdot 10^{-12}$	$1,83 \cdot 10^{-12}$	63,3

Из табл. 3 следует, что:

1. Энергии активации у деформированных решеток как кристалла 4,

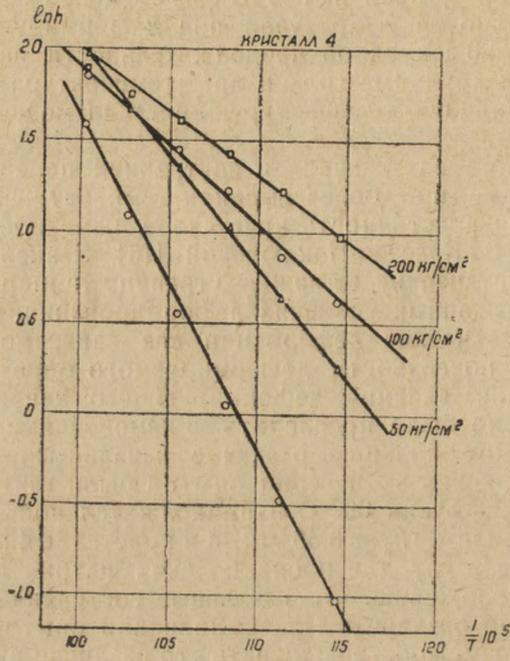


Рис. 7

так и кристалла 2 оказываются меньшими, чем энергии активации у недеформированных решеток тех же кристаллов.

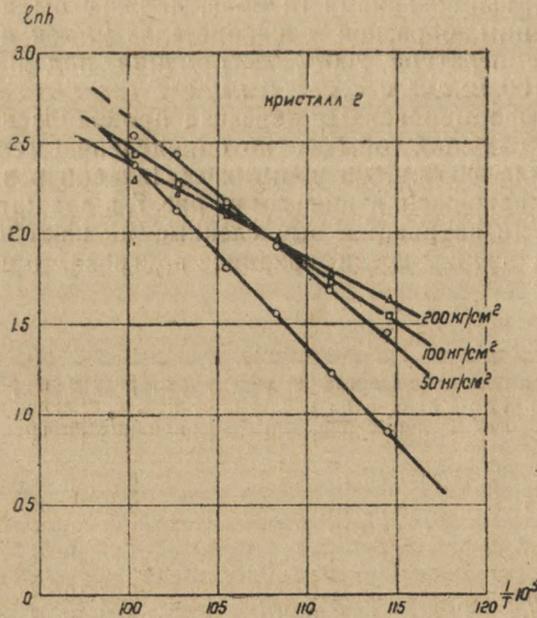


Рис. 8

2. Для обоих кристаллов разность между начальным значением энергии активации и энергией активации, полученной в итоге деформирования, $u_0 - u_a$ растет с ростом деформирующего напряжения.

3. При тех же деформирующих напряжениях для решетки кристалла 4 получены много большие уменьшения энергии активации, чем для решетки кристалла 2.

В решетке кристалла 4 уже деформирующее напряжение $\sigma = 50 \text{ кг/см}^2$ вызвало снижение величины энергии активации на $35,5\%$ u_0 . Очевидно, появление первых же искажений в хорошо выправленной решетке кристалла 4 резко увеличило подвижность атомов натрия.

В более разрыхленной решетке кристалла 2 то же деформирующее напряжение привело к уменьшению энергии активации всего лишь на $17,8\%$ u_0 .

При наличии дефектов строения решетки добавление деформацией новых разрыхлений вызывает уже уменьшение изменения в числе и подвижности диффундирующих атомов.

На рис. 7 прямые температурного хода $\ln h$ для деформированных образцов расположены много выше прямой температурного хода $\ln h$ для недеформированной решетки кристалла 4. Деформирующее напряжение $\sigma = 200 \text{ кг/см}^2$ при температуре деформации 600°C вызвало увеличение глубины диффузии натрия в 8 раз.

На рис. 8 прямые температурного хода $\ln h$ для деформированных образцов лишь немного выше прямой температурного хода $\ln h$ для недеформированной решетки кристалла 2. Под действием того же деформирующего напряжения $\sigma = 200 \text{ кг/см}^2$ глубина диффузии натрия увеличилась лишь в 2 раза.

По сравнению с кристаллом 4 в более дефектной решетке кристалла 2 те же условия деформирования привели к много меньшему увеличению глубин диффузии.

Изменение энергии активации, вызванное ростом деформирующего напряжения для кристаллов 2 и 4, показано на рис. 9. При увеличении деформирующих напряжений разница в значениях энергии активации у кристаллов 2 и 4 делается все меньше. Достаточно высокие напряжения вносят в решетки образцов большие искажения, ступенчатые различия в начальных дефектах строения.

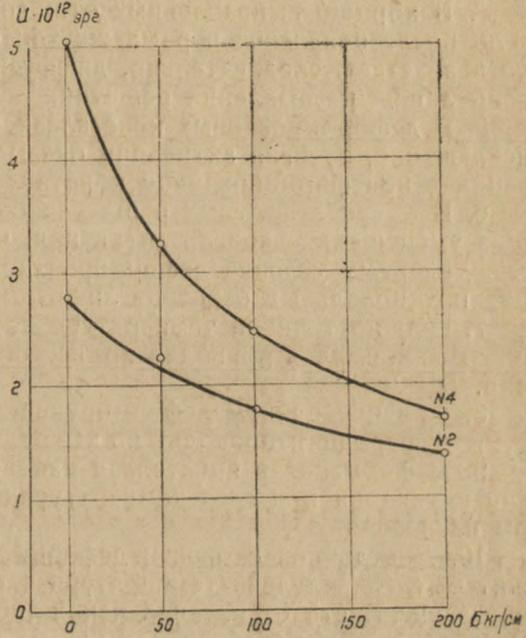


Рис. 9

§ 5. Выводы

1. Во всех без исключения опытах по диффузии в образцы с одинаково искаженной решеткой для глубины диффузии подтверждена зависи-

$$h = c \sqrt{t_{эф}} e^{-\frac{u}{2kT}}$$

2. У различных кристаллов каменной соли, длительно отожженных при достаточно высокой температуре, при одинаковой температуре отжига устанавливается одинаковая энергия активации.

3. Энергия активации в кристаллах, отожженных при температуре 750°C , почти вдвое больше энергии активации в кристаллах, отожженных при температуре 675°C . Следовательно, энергия разрыхления кристаллов каменной соли, в основном, связана с чрезвычайно устойчивыми напряжениями, которые могут быть сняты лишь при температурах отжига, близких к точке плавления.

4. В хорошо выправленных отжигом решетках кристаллов каменной соли после появления первых же зон скольжения скорость диффузии резко возрастает, следовательно, диффузия протекает, в основном, по местам наибольших разрыхлений решетки.

5. В деформированных кристаллах каменной соли, во всех случаях без исключения, энергия активации оказывается меньшей, чем энергия активации в недеформированном кристалле.

6. В менее дефектных решетках одинаковая деформация создает большие уменьшения энергии активации, чем в более дефектных. Очевидно, определенные условия деформирования могут вызвать в решетках снижение потенциальных барьеров лишь до определенного предела.

7. При постоянной температуре деформации возрастание деформирующего напряжения приводит ко все большему снижению энергии активации.

8. При постоянном деформирующем напряжении увеличение температуры деформации приводит ко все меньшим снижениям энергии активации.

9. Деформация в кристаллах каменной соли вызывает снижение энергии активации при всех температурах деформации вплоть до температуры плавления.

10. Для данной скорости деформирования опытами по диффузии может быть определена температурная граница хрупкости и пластичности вне зависимости от наличия каких-либо трещин на поверхности образца. Растрескивание образцов возникает при температуре деформации, для которой, согласно опытным данным по диффузии, в местах искажений энергия активации спадает до нуля.

11. Если опытные данные работы подтверждают, что диффузия протекает, в основном, по местам наибольших разрыхлений, то диффузия может быть использована как метод исследования изменений межатомных связей в решетках, возникших в итоге их деформирования.

12. На результаты диффузии в решетках типа NaCl основное влияние оказывает энергия напряжений III рода. Метод диффузии позволяет оценить в местах наибольших разрыхлений рассчитанную на атом энергию напряжений III рода.

13. Полагая, что измеренные из диффузии изменения энергии активации определяются, в основном, изменениями энергии напряжений III рода, некоторым опытным данным работы может быть дано следующее объяснение:

а) Возникновение в решетке первых же полос скольжения и связанных с ними зацеплений Делингера резко увеличивает скорость диффузии.

б) При постоянной температуре деформации возрастание деформирующих напряжений приводит в зацеплениях к увеличению рассчитанной на атом скрытой энергии деформации и росту связанных с ней напряжений III рода.

в) При постоянном деформирующем напряжении с увеличением температуры деформации скрытая энергия отдельных зацеплений уменьшается. В кристаллах каменной соли скрытая энергия зацеплений и напряже-

ния III рода делаются исчезающе малыми лишь при деформировании при температурах, близких к точке плавления.

г) Растрескивание образцов возникает при таких температурах деформации и таких скоростях деформирования, при которых рассчитанная на атом скрытая энергия зацепления делается равной энергии активации в недеформированной решетке.

Работа выполнена по теме, предложенной профессором-доктором М. А. Большаниной, в металлофизической лаборатории Сибирского физико-технического института.

Металлофизическая лаборатория
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. Френкель, *Zs. f. Phys.*, **35**, 652, 1926.
2. Seitz u. Laid, *Zs. f. Metallkunde*, **24**.
3. Jost, *Zs. f. Phys. Chem.*, **16**, 129, 1932.
4. Бэррер, Диффузия в твердых телах, Гос. изд. иностр. литер., 1948.
5. Hevesy, *Zs. f. Phys.*, **10**, 1922.
6. Бугаков и Рыбалко, *Techn. Phys. of USSR*, **6**, 1935.
7. Liempt, *Journ. Trav. Chim. Pays. Bas.*, **51**, 117, 1932.
8. Gyulai u. Hartley, *Zs. f. Phys.*, **81**, 560, 1933.
9. Большанина и Павлов, *ЖЭТФ*, **7**, 318, 1937.
10. Гарбер, *ЖЭТФ*, **8**, 736, 1938.
11. Brill, *Zs. f. Phys.*, **61**, 454, 1930.
12. Dehlinger, *Zs. f. Kristallogr.*, **65**, 615, 1927.
13. Brindley a. Spiers, *Phil. Mag.*, **20**, 893, 1935.
14. Reger, *Sow. Phys.*, **3**, 1936.
15. Arziebischew, *Sow. Phys.*, **10**, 22, 1936.
16. Классен-Неклюдова, *ЖЭТФ*, **6**, 584, 1936.
17. Zenkel, *Zs. f. Elektrochem.*, **38**, 596, 1932.

ИЗМЕНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ДИФФУЗИИ, ВЫЗВАННОЕ ОТДЫХОМ И РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЕЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ КАМЕННОЙ СОЛИ

Д. Н. Попов

Изучалось влияние отдыха на энергию активации при диффузии натрия в каменную соль. Показано, что энергия активации закономерно падает с увеличением деформирующего напряжения. После отжига при температуре 675°C в течение 20 часов энергия активации увеличивается, но остается все таки значительно меньше энергии активации для недеформированной и отожженной при 750°C в течение 60 часов соли.

После отдыха деформированной соли в течение 8 месяцев при комнатной температуре энергия активации снижается больше, чем после отжига при 675°C .

Деформированная решетка не является стабильной. Положение атомов в разрыхленных местах решетки должно характеризоваться, как состояние неустойчивого равновесия. Благодаря накоплению энергии разрыхления для атомов разрыхленных узлов решетки увеличивается вероятность спонтанного обмена местами. Это должно приводить к усилению процессов самодиффузии. В итоге обменов местами атомы оказываются в более устойчивом состоянии равновесия. Дефекты в расположении атомов полностью или частично выправляются. При низких температурах, когда в испытуемых образцах отсутствуют условия для образования зерен рекристаллизации, наблюдается процесс чистого отдыха. При более высоких температурах на отдых накладывается рекристаллизация.

Г. Мюллер [1], наблюдая рекристаллизацию деформированных кристаллов каменной соли, показал, что рекристаллизация происходит тем быстрее, чем больше деформация и чем выше температура отжига.

К. Пршибрам [2, 3] специально исследовал влияние степени деформации статического сжатия на скорость рекристаллизации кристаллов каменной соли при разных температурах отжига. Он нашел, что с увеличением степени деформации растет число вновь возникающих зерен. Скорость роста граней образующихся зерен возрастает с увеличением температуры отжига.

Аркель А. Е. и Брюгген М. Г. [4], исследуя рекристаллизацию алюминия, показали, что на границе двух зерен при деформации возникают особенно сильные искажения, приводящие к возникновению центров рекристаллизации преимущественно в этих местах. К сожалению, аналогичных исследований для кристаллов каменной соли не проводилось.

Для исследования вопроса о влиянии отдыха и рекристаллизации в деформированных кристаллах каменной соли на результаты диффузии в них натрия были проведены опыты в следующем порядке.

Пять групп образцов кристалла каменной соли Бахмутского месторождения подвергались предварительному 60-ти часовому отжигу при температуре 750°C . Образцы первой группы деформации не подвергались. Вторая группа образцов деформировалась сжатием при температуре деформации 200°C при напряжении $p=50 \text{ кг/см}^2$, третья и четвертая группы образцов при $p=100 \text{ кг/см}^2$ и пятая группа — при $p=200 \text{ кг/см}^2$.

В образцы I группы и в часть образцов II, III и V групп тотчас же вслед за их деформацией проводилась диффузия натрия в интервале температур от 600°C до 700°C.

Остальные образцы II, III и V групп в течение 20 часов подвергались отжигу при 675°C. Диффузия в них натрия проводилась вслед за этой обработкой. Диффузия же в образцы четвертой группы была проведена лишь после восьмимесячного отдыха деформированных образцов.

Для всех образцов всех 5-ти групп бралось одно и то же время диффузии в 160 мин.

Каждая группа образцов деформировалась при одних и тех же условиях. Серия опытов, проделанная ранее автором [5], позволяет утверждать, что в этом случае хорошо экспериментально оправдывается экспоненциальная зависимость между температурой диффузии и максимальной глубиной проникновения натрия h :

$$h = c\sqrt{t} e^{-\frac{u}{2kT}}$$

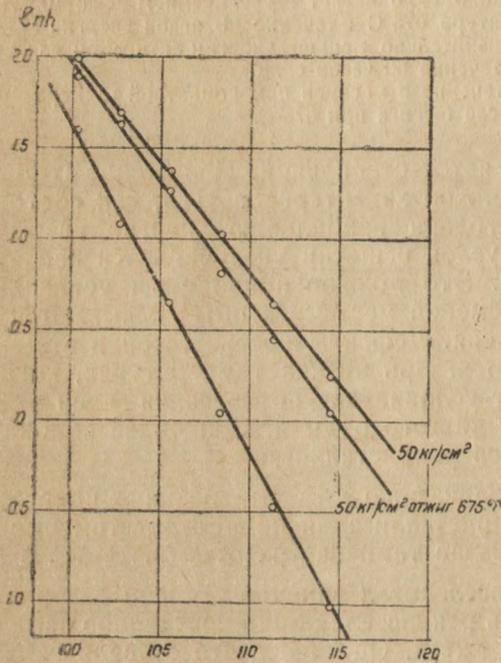


Рис. 1

Энергия активации u для каждой группы образцов может быть определена из температурного хода $\ln h$. В опытах по диффузии натрия в каменную соль вследствие низкой температуры плавления натрия нельзя осуществить наложение натрия на образец кристалла, уже прогретый до температуры диффузии. При прогревании же образцов совместно с натрием диффузия возникает уже в процессе прогревания до приобретения образцами температуры диффузии. В опытах, проделанных автором специально для анализа этого вопроса, показано, что при определенной стандартизации режима прогревания (примененной и в данной работе) и продолжительности диффузии натрия

в 160 мин, энергия активации, определяемая непосредственно из температурного хода $\ln h$, составляет 102,6% истинного ее значения.

Температурный ход $\ln h$ для образцов первой и второй групп показан на рис. 1, для образцов первой и пятой групп—на рис. 2 и для образцов первой, третьей и четвертой групп—на рис. 3.*

Из сопоставления результатов диффузии, проведенной в деформированные образцы непосредственно после деформации, с результатами диффузии в образцы, подвергнутые рекристаллизации, следует, что рекристаллизация привела а) к увеличению энергии активации, б) к значительному уменьшению глубин диффузии. Но рекристаллизация, проведенная в указанных выше условиях, далеко не уничтожила всех дефектов строения решетки, вызванных деформацией.

Энергия активации натрия в недеформированных образцах, вычисленная с поправкой, снимающей влияние прогрева, равна $u_0 = 5,04 \cdot 10^{-12}$ эрг.

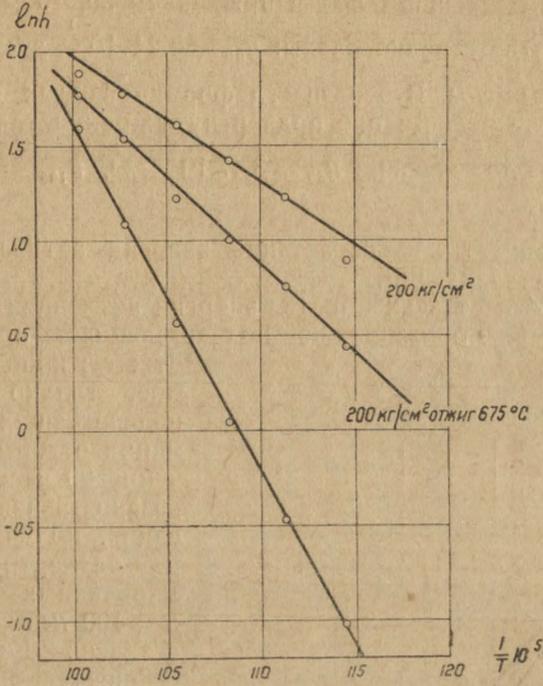


Рис. 2

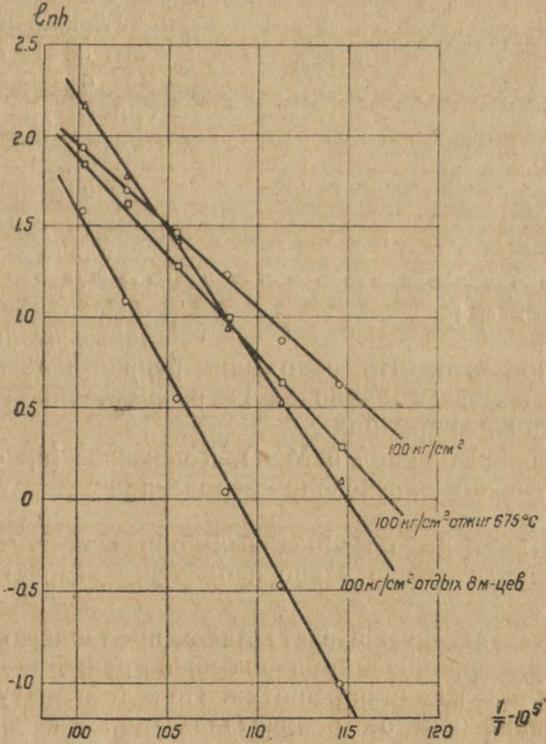


Рис. 3

В образцах, деформированных под напряжением 50, 100 и 200 кг/см², энергии активации соответственно равны: $u_{50} = 3,24 \cdot 10^{-12}$ эрг, $u_{100} = 2,50 \cdot 10^{-12}$ эрг и $u_{200} = 1,83 \cdot 10^{-12}$ эрг. В образцах, деформированных под теми же напряжениями и после деформации подвергнутых рекристаллизации, энергия активации возросла до значений: $u_{50} = 3,47 \cdot 10^{-12}$ эрг, $u_{100} = 2,910 \cdot 10^{-12}$ эрг и $u_{200} = 2,48 \cdot 10^{-12}$ эрг.

Рис. 4 иллюстрирует это возрастание энергии активации, получившееся в итоге рекристаллизации.

Кривая I рис. 4 дает зависимость энергии активации от деформирующего напряжения для образцов, не подвергающихся после деформации отжигу; кривая II — то же самое, только для образцов, подвергавшихся после деформации отжигу при 675°C в течение 20 часов. Точкой III показано значение энергии активации, полученное для образцов четвертой группы, деформированных под напряжением $p = 100$ кг/см², и отдохавших в течение 8-ми месяцев.

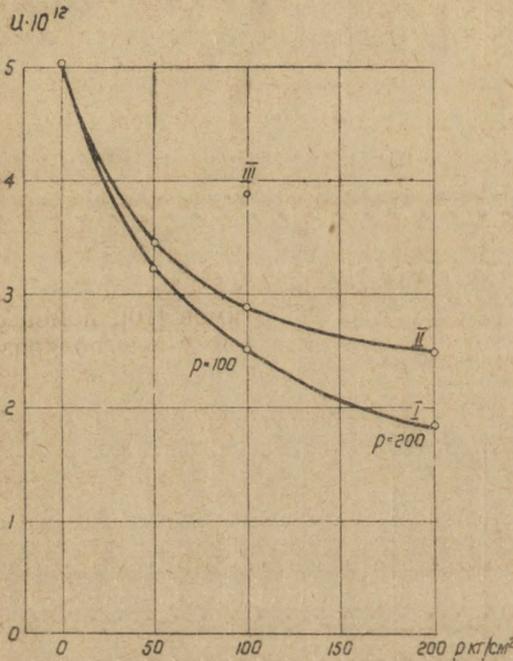


Рис. 4

Снижение энергии активации, вызванное деформирующим напряжением $p = 200$ кг/см², равное $\Delta u_{200} = 3,21 \cdot 10^{-12}$ эрг, рекристаллизация уменьшила всего на 18,7%. Восемимесячный отдых при комнатной температуре это же снижение энергии активации уменьшил на 55%.

В чем причины, определившие эти, на первый взгляд несколько странные, результаты?

Совокупность большого экспериментального материала

заставляет предполагать, что зародыши рекристаллизации образуются преимущественно в местах наибольших разрыхлений решетки, в местах накопления энергии деформации.

К этому же выводу пришел и М. О. Корнфельд [6], специально исследуя вопрос об условиях образования зародышей рекристаллизации в алюминии.

В данной работе в деформированных образцах каменной соли рекристаллизация привела к сравнительно небольшим возрастаниям энергии активации.

Эти результаты диффузии заставляют предполагать, что и в каменной соли очагами возникновения зародышей рекристаллизации являются места наибольших искажений решетки. При температуре отжига 675°C скорость образования центров рекристаллизации в каменной соли достаточно велика, но рост зерен рекристаллизации, возникающих в больших количествах в плоскостях скольжения, подчинен явлению ортотропизма.

На более или менее значительном расстоянии от плоскости зарождения смогут расти лишь немногие зерна, наиболее выгодно ориентированные растущими гранями в направлении перпендикуляра к плоскости зарождения. Остальные зерна заклиниваются быстро растущими и теряют возможность дальнейшего разрастания.

При срастании различно ориентированных кристаллитов на грани зерен возникали значительные напряжения [4]. Они тормозили исчезновение уже имеющихся дефектов. Особенно много прослоек должно было возникнуть в непосредственной близости к зонам скольжения и в них самих. Почти все в большом числе образовавшиеся здесь зерна рекристаллизации заклинивались и окаймлялись прослойками, состоящими из атомов, находящихся до рекристаллизации в наиболее разрыхленных участках решетки. Эти участки прослоек сохранили почти всю накопленную в них энергию деформации. Небольшие увеличения энергии активации в деформированных образцах, подвергнутых рекристаллизации, легко объясняются, если диффузия протекает, в основном, по местам наибольших разрыхлений решетки по участкам прослоек между кристаллитами.

Отжки мог сопровождаться собирательной рекристаллизацией [8], но в этом процессе скорость перемещения границ кристаллитов мала [9] и в данной работе 20-ти часовый отжиг не успел привести к значительному развитию собирательной рекристаллизации. Очевидно, в зонах зарождения зерен рекристаллизации между кристаллитами в большом количестве сохранились еще прослойки разрыхленных участков решетки.

Механизм отдыха еще не вскрыт. Отдых ионных кристаллов еще детально не исследован. Н. Бриллиантов и И. Обреимов [10], помещая деформированные кристаллы каменной соли в проходящем поляризованном свете, наблюдали, что отдых приводит лишь к частичному снятию напряжений.

В. Лашкарев и А. Алиханян [11] показали, что для каменной соли астеризм пятен на диаграммах Лауэ отдыхом не уничтожается и может быть снят только рекристаллизацией.

В. Д. Кузнецов [12], исследуя повышение предела текучести при изгибе кристаллов каменной соли, обнаружил, что изменения механических свойств кристаллов имеют временный характер. Кристаллы, отдохавшие в течение нескольких суток при комнатной температуре, частично восстанавливали свойства, измененные деформацией.

В анализируемой работе в продолжение восьмимесячного отдыха напряжения в решетках деформированных образцов четыре раза проверялись в поляризованном свете. С течением времени яркость полос ослабевала, но даже за 8 месяцев отдыха просветления полностью не исчезли. Следовательно, напряжения II рода в деформированных образцах частично сохранились.

В образцах же, после деформации подвергнутых рекристаллизации, напряжения II рода были полностью сняты.

Тем не менее, энергия активации атомов натрия у отдохнувших образцов оказывается значительно большей, чем энергия активации у образцов, подвергнутых рекристаллизации. Очевидно, в процессе длительного отдыха частично снижались не только напряжения II рода, но даже и напряжения III рода.

На рис. 3. прямая, характеризующая температурный ход $\ln h$ для отдохнувших образцов, расположена значительно выше прямой температурного хода $\ln h$ для недеформированного кристалла. Очевидно, дефекты строения, созданные деформацией, частично сохранились во всех разрыхленных участках решетки. Это дало возможность участвовать в диффузии большому числу атомов. И при высоких температурах диффузии мак-

симальные глубины проникновения натрия в отдохнувших образцах оказались большими, чем в отожженных.

Выводы

1. В деформированных кристаллах каменной соли для диффундирующих атомов натрия энергия активации оказывается меньшей, чем в недеформированных кристаллах.
2. При постоянной температуре деформации возрастание деформирующего напряжения вызывает все большее снижение энергии активации.
3. Рекристаллизационная обработка деформированных кристаллов каменной соли привела к значительному уменьшению глубин диффузии и сравнительно небольшому увеличению энергии активации. Эти опытные данные показывают, что диффузия, в основном, протекает по местам наибольших разрыхлений решетки, по участкам прослоек между кристаллитами, сохранившихся в зонах зарождения зерен рекристаллизации.
4. Восьмимесячный отдых деформированных кристаллов вызвал увеличение энергии активации, на много превышающее увеличение энергии активации, вызванное рекристаллизацией. Даже при комнатной температуре достаточно длительный отдых приводит к значительному выправлению дефектов решетки, связанных не только с напряжениями I и II рода, но и с напряжениями III рода.
5. Проверка отдохнувших образцов в поляризованном свете и раскалывание отдохнувших образцов показывает, что в итоге отдыха, наряду со значительным выправлением разрыхлений, связанных с напряжениями III рода, в решетке продолжают частично оставаться как напряжения II, так и I рода.
6. Относительно небольшое снижение глубин диффузии при значительном увеличении энергии активации позволяет сделать заключение, что длительный отдых, вызывая значительное выделение энергии разрыхлений, не может вызвать значительного уменьшения числа разрыхленных узлов решетки.

Металлофизическая лаборатория
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Müller, *Phys. Zs.*, 35, 646, 1924.
2. K. Przibram, *Wien. Ber.*, 138 (IIa), 353, 1929.
3. K. Przibram, *Wien. Ber.*, 139 (IIa), 255, 1930.
4. A. E. Aruel u. M. Bruggen, *Zs. f. Phys.*, 42, 795, 127.
5. Д. П. Попов, Настоящий сборник.
6. M. Kornfeld, *Sow. Phys.*, 7, 432, 1935.
7. А. В. Шубников, Как растут кристаллы, Изд. АН СССР, 80—83, 1935.
8. I. Feiknecht, *Inst. Met. Lond.*, 35, 131, 1926.
9. W. Burgers u. M. Basart, *Zs. f. Phys.*, 54, 74, 1929.
10. N. A. Brilliantow a. I. W. Obreimow, *Sow. Phys.*, 3, 83, 1933.
11. W. Laschkarew u. A. Alichanian, *Zs. f. Kristallogr.*, 80, 383, 1931.
12. В. Д. Кузнецов и др., *ЖРФХО*, сер. физ., 62, 413, 1930.

МАТЕРИАЛЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ НАД РЕЛЬСОМ С ТРЕЩИНОЙ УСТАЛОСТИ

Т. М. Сычева и А. Б. Сапожников

Приводятся материалы опытных исследований зависимости потоков рассеяния над рельсом с трещиной усталости при дефектоскопии постоянным магнитным полем от величины этого поля, расстояния измерительной катушки до рельса и положения измерительной катушки на рельсе относительно дефекта.

§ 1. Введение

Рельсы с трещиной усталости, с так называемым дефектом № 61, попадают на исследование в лабораторию обычно после излома. Это обстоятельство, в основном, объясняет отсутствие в печати материалов, характеризующих поле рассеяния над трещиной усталости при дефектоскопии постоянным полем. Чтобы хоть частично восполнить этот пробел, мы приведем здесь результаты исследования полей рассеяния над двумя рельсами, в которых пятно усталости выходило в виде очень тонкой трещины на боковую поверхность головки. Соображения о том, какова должна быть зависимость величины полей рассеяния от силы намагничивающего поля, были нами изложены в одной из предыдущих работ [1], в которой приведены материалы опытов над моделью тонкой трещины без выхода на боковую грань образца.

§ 2. Экспериментальная установка и результаты измерений

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Испытуемый рельс 1 и кусок исправного рельса 2 стягивались с помощью болтов и

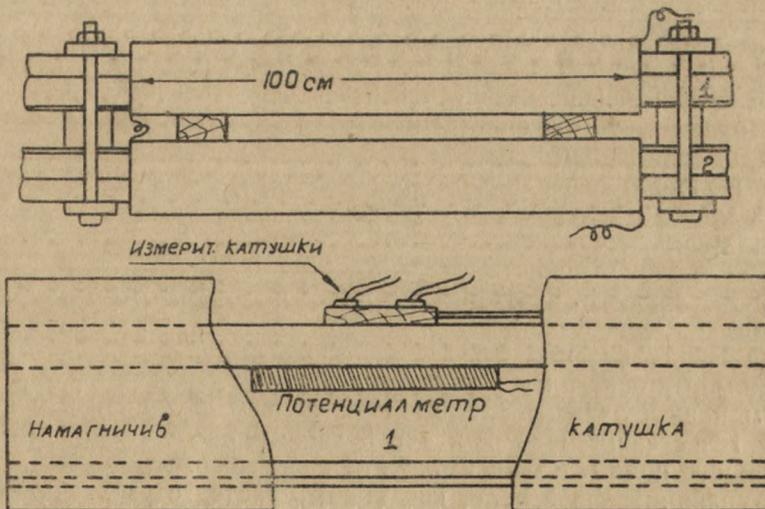


Рис. 1

прокладок в замкнутую магнитную цепь; длинные намагничивающие обмотки надевались непосредственно на рельсы. Между обмоткой и головкой рельса имелся зазор, необходимый для введения внутрь намагничивающей катушки системы измерительных катушек. Измерительная система

состояла из двух одинаковых катушек (одной — для замера нормальной составляющей и другой — для замера составляющей тангенциальной) по 3000 витков каждая. Катушки врезывались в деревянную рамку таким образом, что их боковые поверхности почти касались головки рельса, а центры находились на расстоянии 5 мм от последней. Рамка перемещалась внутри намагничивающей обмотки с помощью длинной рукоятки. Кроме измерительной системы внутрь намагничивающих катушек закладывались (прижимались под головкой рельса) плоские потенциалметры для замера

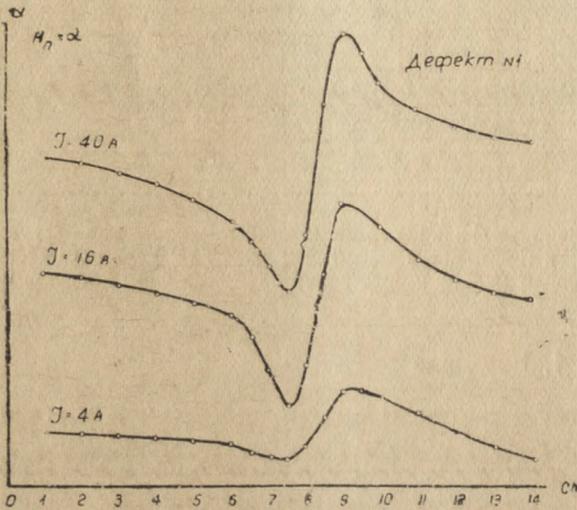


Рис. 2

напряженности намагничивающего поля. Перед исследованием полей рассеяния со всей магнитной цепи была снята коммутативная кривая намагничивания. Само исследование полей рассеяния состояло в снятии картины распределения их нормальной и тангенциальной составляющих при различных силах намагничивающего тока. Точки наблюдения брались через 1 см, а в непосредственной близости к дефекту — через 5 мм. Оценка поля рассеяния производилась, в основном, по величине его нормальной составляющей H_n , поскольку последняя в нашем случае легче отделялась от фона мешающих полей. Кривые распределения H_n вдоль дефектного участка каждого из рельсов для трех значений намагничивающего тока (4 А, 16 А и 40 А) представлены на рис. 2 и рис. 3. Результаты обработки серии подобных кривых приведены на рис. 4 и рис. 5. Первый относится к рельсу № 1 с меньшим дефектом, второй — к рельсу № 2 с грубым дефектом.

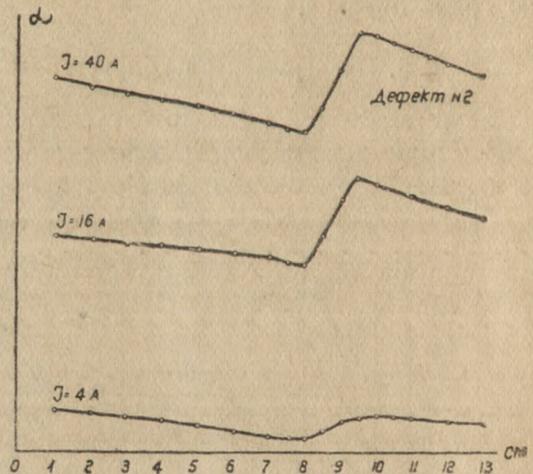


Рис. 3

Кривые 1 на каждом из рис. 4 и 5 характеризуют напряженность намагничивающего поля H в зависимости от силы тока I в обмотках, $H = 4,72 I$ эрстед. Намагничивающее поле, как видим, растет с увеличением I практически линейно. Графики 2 являются, по существу, коммутативными кри-

выми намагничивания (поскольку между H и I имеется линейная связь) рельсового металла; наконец, графики 3 дают картину изменения нормальной составляющей поля рассеяния с увеличением I и H . Из сравнения всех

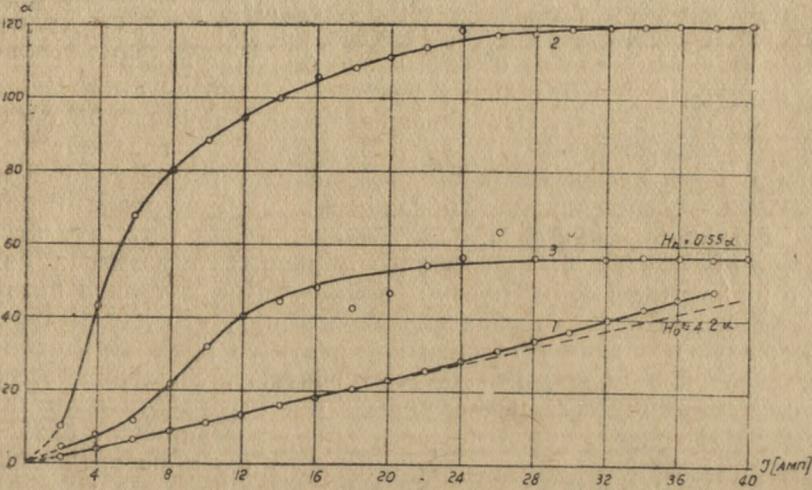


Рис. 4

трех кривых можно сделать следующий вывод: поле рассеяния от пятна усталости в обоих случаях стремится к предельному значению, после которого перестает расти, несмотря на усиление намагничивающего поля.

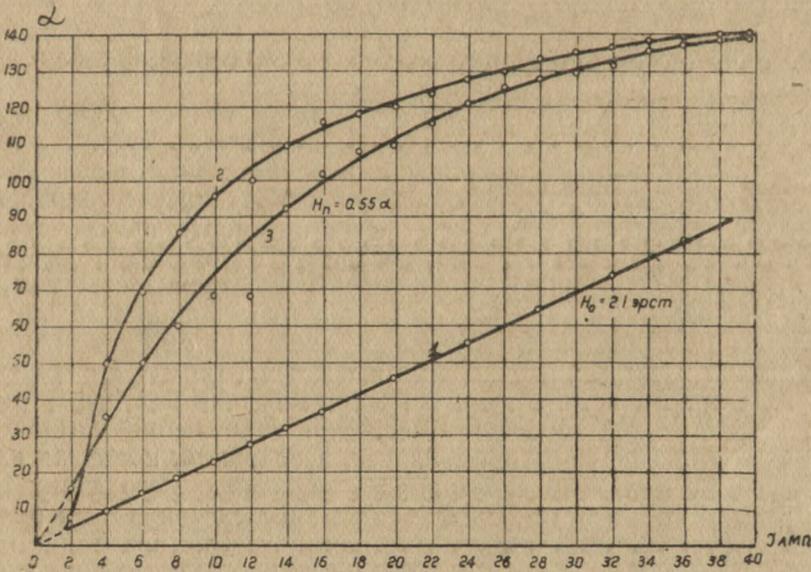


Рис. 5

Такой вывод находится в согласии с тем положением, которое было сформулировано нами ранее [2]. При „малом“ дефекте кривая поля рассеяния довольно близка к коммутативной кривой намагничивания; загибание обеих кривых наблюдается, примерно, при намагничивающем поле порядка 60

эрстед. Предельное значение напряженности нормальной составляющей поля рассеяния составляет при этом 30 *эрстед* (речь идет, конечно, о напряженности, усредненной в объеме измерительной катушки). В случае более крупного дефекта (рис. 5) предельное значение поля рассеяния намечается только при намагничении рельса до 100 *эрстед*, в то время как загибание кривой намагничения наблюдается уже при 60—70 *эрстед*. Это обстоятельство указывает или на относительно большое раскрытие дефекта № 2 или на наличие в нем отдельных участков с заметно выраженными размерами вдоль оси рельса. Наибольшее значение нормальной составляющей в данном случае составляет 76 *эрстед*. Величина и градиент поля рассеяния над обоими дефектами настолько велики, что их удается при достаточно сильном намагничении обнаружить на поверхности рельса с помощью магнитного порошка. Оба рельса, ввиду того, что исследование их продолжается, не были сломаны и данных о размерах пятен усталости в них мы не имеем, однако, приведенный материал позволяет, как нам кажется, сделать тот практический вывод, что для выявления потоков рассеяния от пятна усталости не требуется применять особо высоких намагничивающих полей, как обычно считают. Усиление этих полей за пределы насыщения материала рельса может повести к увеличению линейно нарастающих в этой области полей рассеяния от безопасных дефектов типа различных выбоин, ямок и т. д. Кривые распределения H_n (рис. 2 и 3) позволяют сделать еще один практический вывод (нуждающийся, впрочем, в опытной проверке). Эти кривые показывают, что поле дефекта № 61 сосредоточено, примерно, на длине около 2 см; отсюда следует, что нет смысла применять индикаторные катушки с длиной, превышающей 2 см: это только повысит их чувствительность к паразитным полям.

При конструировании дефектоскопов очень существенным моментом является выбор расстояния между измерительной катушкой и рельсом. Стремление увеличить чувствительность прибора к дефектам приводит к конструкциям, в которых катушки лежат на головке рельса и отделены от последней лишь тонкой пластинкой из немагнитной стали. Некоторые работники из железнодорожной дефектоскопии считают, наоборот, целесообразным поднять измерительную систему на несколько миллиметров над головкой с тем, чтобы уменьшить количество ложных отметок, идя при этом сознательно на уменьшение чувствительности дефектоскопа.

С целью несколько осветить вопрос о влиянии расстояния между измерительной катушкой и рельсом на выявляемость пятна усталости, мы провели специальные измерения, несколько видоизменив для этого установку, показанную на рис. 1. Видоизменение заключалось в том, что верхняя намагничивающая катушка была разрезана пополам и обе половины были затем раздвинуты на расстояние около 15 см, так что дефектное место рельса на этом протяжении оказалось открытым и доступным для непосредственного исследования. Поле рассеяния над дефектом оценивалось по усредненной величине¹⁾ его тангенциальной компоненты. Для измерения этой величины применялась, в основном, короткая измерительная катушка с железным сердечником, имевшая осевую длину 15 мм, ширину 15 мм и высоту 10 мм. Объектом исследования был рельс № 1, в котором дефект № 61 захватывал (как показало испытание с помощью магнитного порошка), примерно, половину площади сечения головки. Намагничивающий ток, при котором проводились опыты, равнялся 22А. Результаты замеров полей рассеяния представлены на рис. 6 и рис. 7. На рис. 6 нанесены кривые распределения тангенциальной составляющей потока рассеяния (в измерительной катушке) вдоль дефектного участка

¹⁾ в пределах площади измерительной катушки

рельса № 1 при продвижении измерительной катушки по средней линии головки. Вертикальными пунктирными линиями намечены приблизительно-

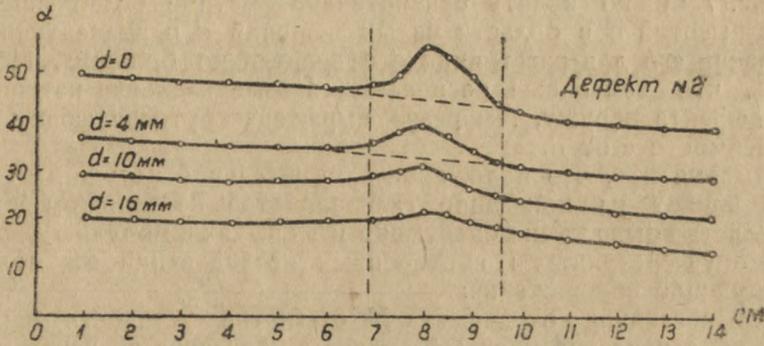


Рис. 6

ные границы потока. Кривые сняты при четырех значениях расстояния d от нижнего края катушки до рельса.

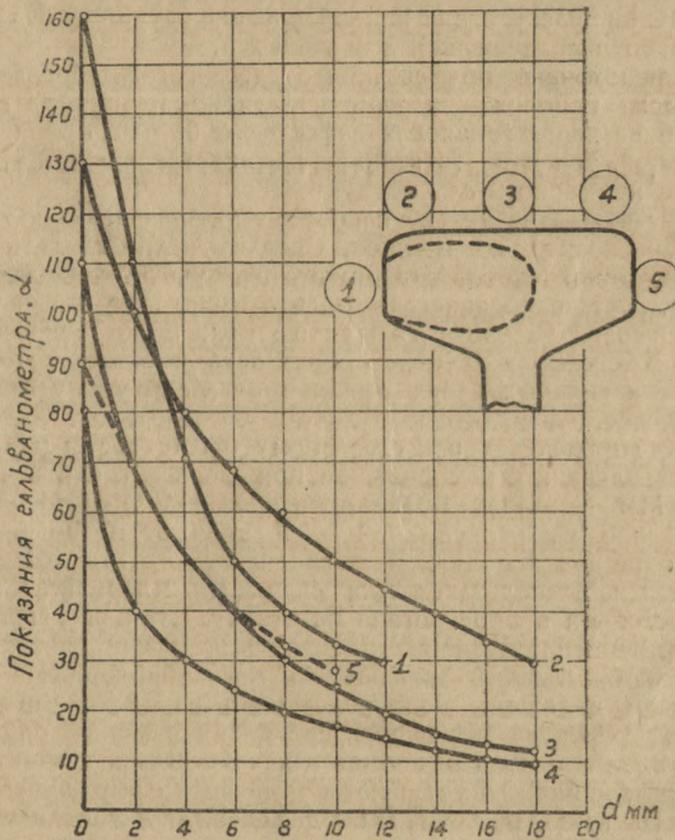


Рис. 7

На рис. 7 показаны результаты обработки кривых типа кривых рис. 6 для пяти разных положений середины измерительной катушки относи-

тельно места выхода дефекта на грань головки. По оси абсцисс отложена величина d , по оси ординат— α_{max} , пиковое значение потока рассеяния (в показаниях баллистического гальванометра).

Из рис. 7 можно видеть сравнительно быстрое ослабление поля рассеяния с высотой d в области малых значений d и последующее медленное спадание его для расстояний d относительно больших. Можно далее отметить, что чем ближе располагается измерительная катушка к месту выхода дефекта наружу, тем резче выражена крутоспадающая часть кривой зависимости α от d .

Важно заметить, что положение измерительной катушки относительно дефекта влияет на показание гальванометра не слишком заметно. Это обстоятельство было нами обнаружено и в опытах с моделью дефекта № 61.

Резюмируя результаты проведенных исследований мы можем высказать следующие соображения:

1. Поле рассеяния от дефекта № 61 (пятна усталости) нарастает до тех пор, пока намагниченность в рельсе не достигла значения, близкого к насыщению.

2. У рельсов, в которых пятно усталости развилось очень сильно, возможен рост поля рассеяния и после перехода намагничивания в положительную часть характеристики.

3. Выявляемость полей рассеяния от дефекта № 61 резко понижается при увеличении расстояния измерительной катушки над поверхностью рельса только в области малых значений d .

4. Выявляемость поля рассеяния от дефекта № 61 сравнительно мало зависит от местоположения измерительной катушки на головке рельса.

5. Наиболее характерная для дефекта № 61 часть поля рассеяния (как по нормальной, так и по тангенциальной составляющей) укладывается на протяжении примерно 2 см.

6. Вопрос о выборе величины намагничивающего поля H_0 для выявления трещины усталости в головке рельса нужно считать особенно важным для практики. Небольшой опытный результат, изложенный в настоящей статье, дает основание думать, что выявление пятен усталости следует вести в сравнительно слабых полях. Единственным фактором, который все же говорит за целесообразность сильных полей, является снижение в сильных полях выявляемости структурных неоднородностей в рельсе.

В качестве иллюстрации к сказанному мы приведем один довольно показательный случай, с которым нам пришлось встретиться при опытах с моделями. Мы пытались моделировать дефект типа трещины усталости непосредственно на рельсе. Для этой цели от метрового куска рельса II-A была отрезана головка, и в средней ее части высверлено сквозное поперечное отверстие; затем вся средняя часть рельса была осажена в горячем состоянии и прострогана на станке. Стенки отверстия спались в узкую щель, перпендикулярную к оси рельса. Два подобных образца были стянуты в замкнутый прямоугольный магнитопровод. Намагничивающие обмотки были наложены непосредственно на рельсовые головки. Поля рассеяния от дефектов измерялись над намагничивающей обмоткой. Результаты замеров H_i , произведенные при токах 5—20 ампер, приведены на рис. 8. На полученных кривых выступают кроме четко выраженного пика, соответствующего полю рассеяния от дефекта, еще дополнительные горбы. Последние обусловлены отличием структуры участка рельса, подвергавшегося многократному нагреву, от структуры нормального рельсового металла. Интересно отметить, что поля рассеяния, обусловленные структурной неоднородностью участков образца, ослабевают с увеличением намагничивающего поля (тока I), тогда как поля рассеяния от дефекта при

этом заметно нарастают. (Довольно заметный подъем кривых, соответствующих этим полям, видимо, обусловлен недостаточной близостью стенок спаившейся цилиндрической полости из-за образования на них окалины). Дальнейшая работа над вопросом о выборе напряженности поля при конт-

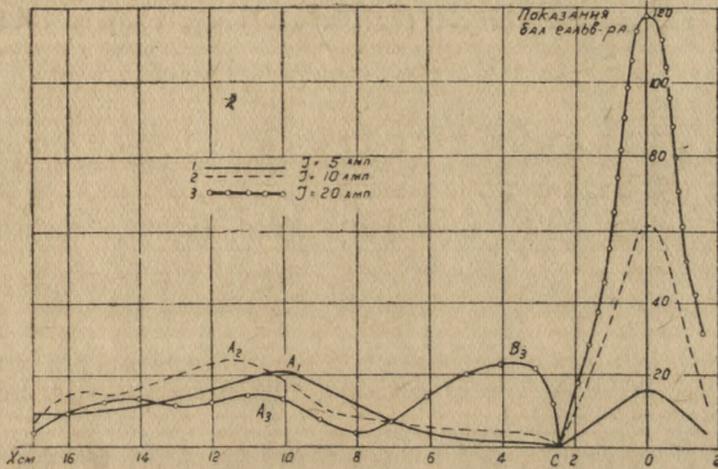


Рис. 8

роле рельсов должна вестись по линии изучения полей рассеяния поверхностных и структурных дефектов рельса. Работа эта должна проводиться, в основном, в полуэксплуатационной обстановке.

§ 3. Заключение

Исследована зависимость величины потока рассеяния над трещиной усталости эксплуатационного происхождения в головке рельса от силы намагничивающего поля и от положения измерительной катушки относительно головки рельса.

Показано, что, в соответствии с общими выводами о поле сжатых дефектов, поле рассеяния над дефектом № 61 увеличивается только до тех пор, пока металл рельса не доведен до намагничивания, соответствующего загибу коммутативной кривой. Дальнейшее увеличение намагничивания мало изменяет поле рассеяния.

Для сравнительно больших по площади пятен усталости выявляемость слабо зависит от положения измерительной катушки относительно дефекта.

Выявляемость крупного дефекта № 61 довольно резко убывает с расстоянием измерительной катушки до рельса.

Окончательное решение вопроса о выборе расстояния измерительной катушки до рельса и о выборе силы намагничивающего рельс поля должно быть увязано с исследованием полей рассеяния от „безвредных“ неоднородностей в головке рельса таких, как наклепы, выбоины, накаты и т. д.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА СУЛЬФИДИРОВАНИЯ ЦИНКА
В СВЯЗИ С ИЗУЧЕНИЕМ ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕМПЕРАТУРНОГО
СВЕЧЕНИЯ ZnS

В. А. Соколов

В работе изучены спектр сульфидирования цинка и спектр температурного свечения ZnS при возбуждении бензиновым пламенем. Показано, что химический процесс соединения серы с цинком не может быть причиной кандалюминесценции, т. к. свечение, возникающее при сульфидировании цинка, в области спектра, характерной для „кандалюминесценции“ ZnS, является равновесным. Показано также, что свечение ZnS, возбуждаемое бензиновым пламенем, подчиняется закону теплового излучения.

Сернистый цинк, так же как и окись цинка, при возбуждении в пламенах и в случае чисто термического нагревания проявляет при 800—1000°C особенности яркого и необычного по цвету температурного свечения, которые объясняются школой Никольса способностью подобных веществ к так называемой „кандалюминесценции“ [1].

Основной гипотезой о природе кандалюминесценции является восстановительно-окислительная гипотеза, согласно которой особенности температурного свечения окислов и соединений обусловлены хемилюминесценцией в результате восстановительно-окислительных процессов, происходящих под действием высокой температуры или под влиянием химически активных реагентов пламени [1, 2]. В соответствии с этими представлениями возбуждение кандалюминесценции пламенем считается принципиально отличным от чисто термического возбуждения (усиление люминесценции за счет химической активности пламени).

В. М. Кудрявцевой и Г. И. Сияпкиной было установлено, что в случае чисто термического (вне пламени) возбуждения ZnO и ZnS особенности температурного свечения их вполне объяснимы в рамках обычных законов теплового излучения с учетом особенностей поглощения этих веществ [3, 4]. Кроме того, нами было показано, что процесс соединения цинка с кислородом не может привести к кандалюминесценции, т. к. возникающее при этом видимое свечение является равновесным, т. е. подчиняется закону Кирхгофа [5]. Равновесным, как мы показали, является также и свечение ZnO, возбуждаемое пламенем. Первые опыты нами были проведены с бензиновым пламенем, но в последнее время мы провели исследование характера свечения ZnO и в других пламенах (пламя светильного газа, водородное пламя), показавшее, что различный химический состав пламени не меняет температурного характера свечения, и что действие бензинового пламени аналогично действию других пламен.

Если встать на точку зрения восстановительно-окислительной гипотезы, то причиной кандалюминесценции сернистого цинка могут быть попеременные процессы восстановления цинка (разложение ZnS) и окисления его серой (сульфидирование) под действием температурных или химических факторов.

В данной работе мы и поставили перед собой цель выяснить, может ли химический процесс образования ZnS служить причиной неравновесного излучения в той области спектра, в которой проявляются особенности температурного свечения („кандалюминесценция“) ZnS. Кроме того,

мы исследовали характер свечения ZnS при возбуждении бензиновым пламенем.

Примененная нами методика исследования спектра сульфидирования цинка, в отличие от методики исследования спектра окисления цинка, где потребовалось применение специальной вакуумной установки [5], была весьма простой, т. к. в данном случае для получения яркой вспышки мы могли использовать общеизвестную в химии реакцию соединения цинка с серой, легко возникающую при обычных условиях в стехиометрической смеси порошка цинка с порошком серы; внесение в такую смесь, например, раскаленной стеклянной палочки вызывает быструю, типа взрывной, реакцию соединения цинка с серой.

Сопровождающее эту реакцию яркое свечение и фотографировалось нами с помощью небольшого кварцевого спектрографа на пленку СЧС-2

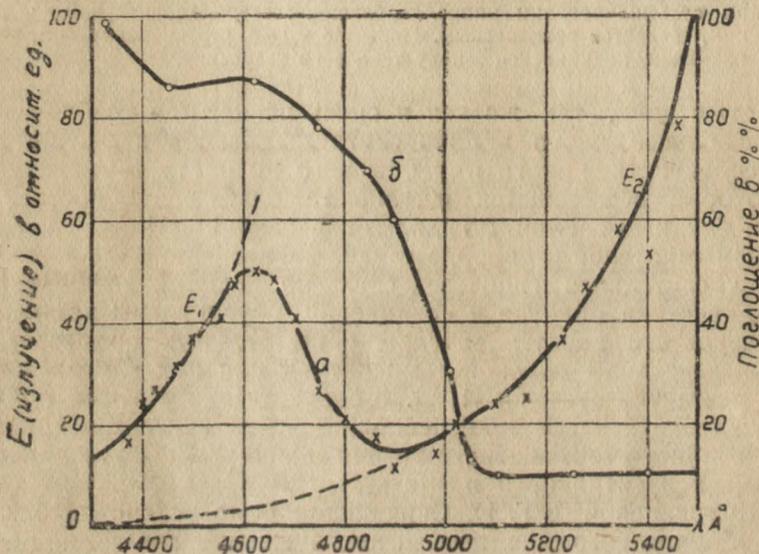


Рис. 1

с известной спектральной чувствительностью. Результаты фотографирования с последующим фотометрированием и пересчетом на основе данных о чувствительности пленки изображены на рис. 1 (кривая *a*).

Как легко видеть из рисунка, по своему виду спектр сульфидирования цинка сплошной, с побочным максимумом в зелено-голубой области. Причем, обращает на себя внимание тот факт, что вид и положение этого максимума характерны для спектра температурного свечения сернистого цинка [4].

Это указывает на то, что, повидимому, так же как и в случае окисления цинка кислородом, свечение при образовании ZnS обязано своим происхождением температурному свечению частиц образующегося продукта реакции (ZnS), раскаленных за счет теплового эффекта процесса.

В таком случае, в соответствии с законом Кирхгофа ветви кривой излучения E_1 и E_2 (рис. 1, *a*) должны изменяться с частотой $\frac{1}{\lambda}$ пропорцио-

нально величине $\lambda^{-5} I^{-\frac{ch}{kT}} \frac{1}{\lambda}$. На рис. 2 приведены экспериментальные точки, соответствующие значениям $(\lg E + 5 \lg \lambda)$, которые вполне уклады-

ваются на теоретические прямые, отвечающие изменению $(\lg E + 5 \lg \lambda)$ для ветвей E_1 и E_2 при температуре вспышки смеси цинка с серой (950°C).

Положение побочного максимума на кривой излучения отвечает положению края полосы поглощения сернистого цинка при той же темпера-

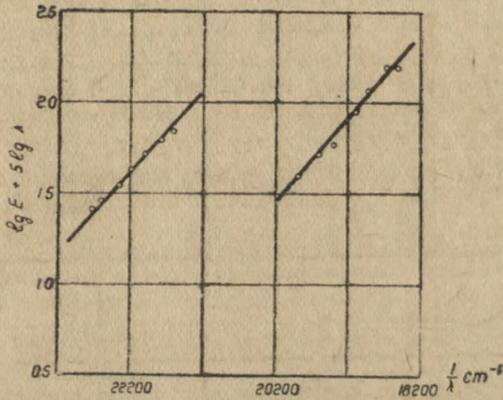


Рис. 2

туре (на рис. 1, б изображен спектр поглощения ZnS по данным Г. И. Сияпкиной [4]). Причем расчеты показали, что высота максимума соответствует количественно скачкообразному увеличению поглощения ZnS в данной области спектра при данной температуре. Все это говорит за то, что

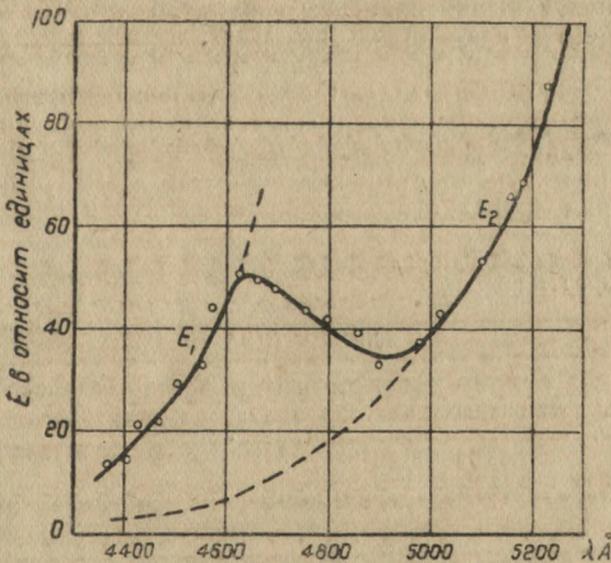


Рис. 3

наше предположение о термической природе свечения при сульфидировании цинка является правильным.

На рис. 3 изображен спектр свечения ZnS, полученный нами путем возбуждения пламенем бензиновой горелки при температуре 900°C . Количественное изучение его также говорит о чисто термической природе све-

чения ZnS в данном случае (на рис. 4 дано логарифмическое изображение ветвей E_1 и E_2 для случая возбуждения ZnS в бензиновом пламени).

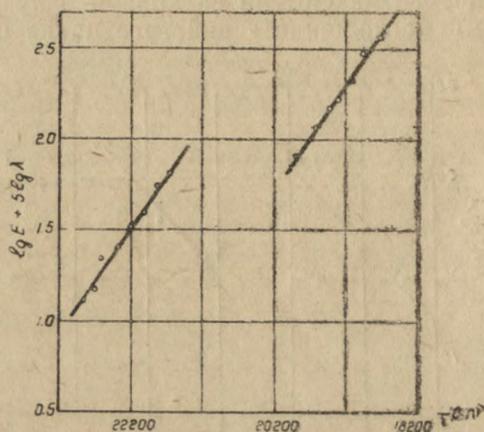


Рис. 4

Выводы. Если химический процесс соединения цинка с серой в его естественном виде при полном и весьма интенсивном ходе реакции (взрыв) не дает заметных явлений хемилюминесценции в изученной области спектра, то тем более мы не можем их наблюдать при тех процессах сульфидирования, которые могли бы иметь место в результате частичного разложения сернистого цинка при нагревании. Температурный характер свечения ZnS при возбуждении пламенем говорит о том, что и химически активные компоненты пламени не вызывают в ZnS каких-либо процессов, ведущих к заметной хемилюминесценции.

Полученные данные позволяют с еще большей степенью вероятности сделать вывод об отсутствии кандалюминесценции у сернистого цинка.

В заключение пользуюсь случаем выразить благодарность проф. В. М. Кудрявцевой, под руководством которой мною была выполнена как эта работа, так и ряд других исследований по спектрам окисления.

Фотоэлектрическая лаборатория
СФТИ

ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Nichols, H. L. Howes and D. T. Wilber, Cathodo-luminescence and the luminescence of incandescent solids, Washington, 1928.
2. L. T. Minchin, Trans. Farad. Soc., 35, 163, 1939.
3. В. М. Кудрявцева и Г. И. Сивяпкина, ДАН СССР, 59, № 8, 1948.
4. Г. И. Сивяпкина, ЖЭТФ, 19, в. 7, 1949.
5. В. А. Соколов, ДАН СССР, 66, № 1, 1949.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
1. П. В. Копнин. Борьба за философский материализм в современном естествознании	3
2. В. А. Жданов. К проблеме механической устойчивости кристаллических решеток	15
3. Н. И. Резников. Скоростное резание металлов и связанные с ним физические проблемы	41
4. Ф. И. Вергунас и Ф. Ф. Гаврилов. Влияние температуры прокали и концентрации активатора на закон температурного гашения люминесценции ZnSCu фосфоров	61
5. П. А. Желтоногов. О некоторых особенностях процесса колебаний образцов, имеющих дефекты	73
6. Н. А. Прилежаева. О функциях температурного возбуждения спектральных линий	83
7. В. П. Сычев. Поступление вещества из электродов и концентрация атомов в искровом разрядном промежутке	97
8. К. А. Водопьянов. Исследование диэлектрических свойств кристаллического гипса в полях высокой частоты	107
9. В. Ф. Конусов. Устойчивость кристаллических решеток по отношению к сдвигу при наличии нормальных напряжений	117
10. В. Ф. Конусов. Устойчивость кристаллической решетки относительно касательного напряжения в зависимости от температуры	123
11. К. В. Шалимова. К вопросу о фотолюминесценции сублимат-фосфора KJ, TI	129
12. В. И. Данилова. О расчете расширения спектральных линий в межмолекулярных электрических полях	135
13. И. А. Парфианович. Люминесценция кристаллов Na Cl, активированных Ni, Cu и Ag, возбужденных рентгеновыми лучами	141
14. Л. В. Киренский. Температурная зависимость, температурный гистерезис и зависимость от напряженности магнитного поля магнитной анизотропии монокристалла метеоритного железа	153
15. Л. В. Киренский. Температурная зависимость энергетической константы магнитной анизотропии никеля	161
16. Ю. А. Студенок. Влияние скорости и температуры предварительного наклепа на поглощение энергии при статическом сжатии меди	173
17. В. Н. Жданова. Трение деформации и обработка резанием сплавов Pb-Sn	181
18. В. Н. Жданова. Влияние смазки на процесс резания металлов	191
19. П. С. Сарапкии. Применение радиальной фотокамеры для автоматической записи на фотопленку процессов, происходящих в ферромагнетиках	209
20. П. С. Сарапкии. Потери на гистерезис в сильных вращающихся магнитных полях	215
21. Д. В. Коивсаров. Исследование трения второго рода методом маятниковых колебаний	223
22. В. Г. Плешанова. Исторический элемент в курсе лекций по физике в высшем техническом учебном заведении	241
23. А. П. Изергин. Угол диэлектрических потерь и диэлектрическая проницаемость в слюде флогопите на технической частоте	247
24. В. А. Преснов. Изучение кривых охлаждения стекол	253
25. А. М. Вендерович, В. А. Преснов и В. И. Черных. Зависимость проводимости стекол от силы тока и вопросы строения стекол	259
26. В. В. Коханенко. Определение концентрации электронов и атомов лития в плазме дугового разряда	271
27. П. Н. Коханенко. Температурные исследования активности некоторых металлических катализаторов	275
28. В. И. Данилова. Появление запрещенных линий лития в плазме дугового разряда	279
29. К. Водопьянов и В. Зуев. Диэлектрические потери в глазурах на высокой частоте	287
30. А. А. Ботаки и А. Б. Сапожников. О выявляемости продольных трещин в магнитных цилиндрах и трубках по методу продольного магнитного поля	297
31. К. В. Савицкий. Абразивный износ металлов и сплавов	315
32. К. В. Савицкий. Влияние величины зерна на абразивный износ железа	325
33. О. П. Семенова и В. В. Коханенко. Температура дугового разряда пониженного давления	329

34. О. П. Семенова, В. В. Коханенко и В. Н. Елизарьева. О границах применимости закона Больцмана для списания интенсивности спектральных линий в дуговом разряде пониженного давления	335
35. М. А. Кривов. Диэлектрические потери в кристаллах окрашенной каменной соли при освещении	347
36. К. В. Шалимова. Зависимость интенсивности люминесценции сублимат-фосфора KJ/Tl от интенсивности возбуждающего света	353
37. К. В. Шалимова. Спектр поглощения сублимат-фосфора KJ/Tl, приготовленного на воздухе	357
38. Д. Н. Попов. Влияние деформации на процесс диффузии натрия в каменную соль	360
39. Д. Н. Попов. Изменение результатов диффузии, вызванное отдыхом и рекристаллизацией деформированных кристаллов каменной соли	379
40. Т. М. Сычева и А. Б. Сапожников. Материалы по исследованию полей рассеяния над рельсом с трещиной усталости	385
41. В. А. Соколов. Исследование спектра сульфидирования цинка в связи с изучением особенностей температурного свечения ZnS	393



Отв. ред. В. Д. Кузнецов

Тех. ред. Г. К. Прозвалова

К303481
Сдано в набор 19/VIII 1949 г.
Подписано к печати 19/VII 1950 г.
Заказ № 3343

Знаков в печ. л. 64104
Объем 25 п. л., авт. 40
Тираж 300 экз.

Цена 20 руб.

Томский госуниверситет 1878



Научная библиотека 00980279

Л