Эффект колебаний дуги можно использовать для увеличения срока службы электродов. Известно, что эрозия электродов в катодном пятне дуги существенно превышает таковую в анодном пятне. В этом случае выгодно выходной электрод делать катодом, так как в нем выгорание распределяется вследствие колебаний дуги на большую поверхность и электрод увеличивает срок службы до момента прогорания.

Мыслимо также создание плазматрона с двусторонним истечением газа. Такая конструкция может найти применение, например, для расширения скважин при термическом бурении горных пород. В этом случае распределение выгорания вследствие колебаний дуги может удвоить срок службы электродов. При полной симметрии электродов можно, меняя простым переключением полярности, заставлять мало выгорающий анод работать часть времени в качестве катода.

В заключение автор благодарит В. М. Миронова и Г. Ю. Даутова за полезное обсуждение работы и М. Ф. Жукова за постоянное внимание и помощь в работе.

Поступила 3 V 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Даутов Г. Ю., Жуков М. Ф., Смоляков В. Я. Исследование работы плазматрона с воздушной стабилизацией дуги. ПМТФ, 1961, № 6.
2. Купфмюллер К. Основы теоретической электротехники. Госэнергоиздат, 1960.
3. Сергеев В. Я., Трофимов В. М., Юревич Ф. Б. и Ясько О. И. Некоторые результаты исследования работы электродугового подогревателя с газовой стабилизацией разряда. Инж.-физ. ж., 1963, № 1.
4. Dooley M. T., Mc Gregor W. K., Brewer L. E. Characteristics of the arc in a Gerdien — tipe plasma generator. ARSI, 1962, 32, 1392—1394. (Русск. пер. в Журн. Ракетная техника, 1962, т. 32, № 9.
5. Dunkerley H. S., Schaefer D. L. Observations of cathode arc tracks. J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, No. 11.

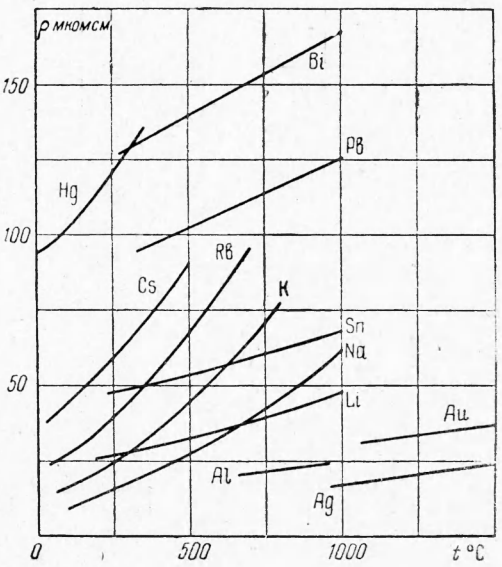
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И УДЕЛЬНЫЙ ОБЪЕМ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

А. Н. Соловьев
(*Новосибирск*)

Рассматривается зависимость электрического сопротивления жидких металлов от удельного объема. Показано, что для ряда металлов зависимость атомного электрического сопротивления от относительного свободного объема имеет общий характер.

Экспериментальных данных по электропроводности чистых жидких металлов в достаточно широком интервале температур пока опубликовано мало. Для большинства металлов исследованный температурный интервал не превышает 20÷30% интервала жидкого состояния при нормальном давлении.

Анализ данных по электропроводности жидких металлов показывает, что линейная зависимость электрического сопротивления ρ от температуры $t°$ прослеживается в относительно узком интервале температур вблизи точки плавления (фиг. 1). Для описания зависимости сопротивления от температуры приходится прибегать к более сложным зависимостям, включающим члены со второй, третьей и даже четвертой степенью [1, 2].



Фиг. 1

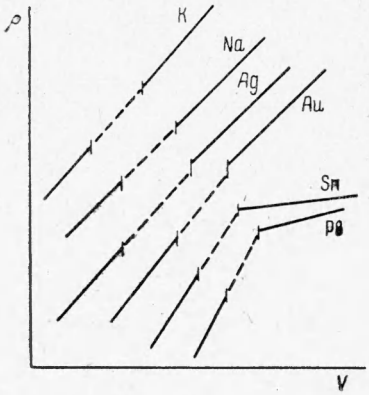
Здесь уместно отметить, что, в отличие от твердых тел, удельное электрическое сопротивление жидкостей обычно относится исследователями к непостоянному числу атомов в исследуемом объеме, так как при нагревании часть исследуемой жидкости из-за термического расширения уходит из рабочей части контейнера в компенсационный объ-

ем. Поэтому правильнее рассчитывать удельное электрическое сопротивление по формуле

$$\rho = R\,\frac{S}{l}\,\frac{V_n}{V}$$

где R — электрическое сопротивление исследуемого столбика жидкости. S и l — площадь поперечного сечения и длина столбика жидкости в контейнере, V_n и V — удельный объем жидкости в точке плавления и при данной температуре.

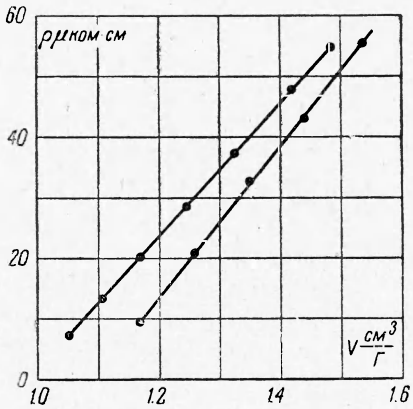
Однако даже с такой поправкой зависимость ρ от T не является линейной. Как будет показано далее, для многих жидких металлов наблюдается в широком интервале изменения параметров линейная зависимость электрического сопротивления от удельного объема. В физике уже давно известны удачные применения удельного объема (или свободного объема) для описания изменения различных свойств.



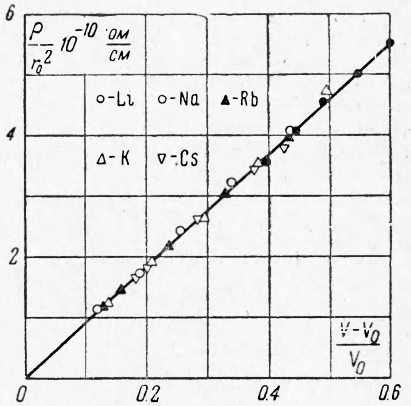
Фиг. 2

Величина электропроводности металлов определяется в конечном счете взаимодействием электронов проводимости со сложным, изменяющимся в пространстве и во времени электрическим полем ионов и оставшихся связанными электронов.

При изменении температуры это поле также изменяется, что и приводит к изменению величины электропроводности. Можно полагать, что электрическое поле в истинных металлах будет сохранять свою конфигурацию при изменении температуры, точнее, будет изменяться, оставаясь подобным самому себе. И это изменение связано лишь с изменением межатомных расстояний (или удельного объема). Указания о связи электропроводности и удельного объема можно найти в [3,4], где, в частности, отмечается, что скачок электропроводности в точке плавления в какой-то степени соответствует скачку удельного объема в этой же точке. Опытами И. Губаря и И. Кикоина [5] показано, что в пределах ошибки электрическое сопротивление жидкой ртути при постоянном объеме и изменяющейся температуре остается постоянным.



Фиг. 3



Фиг. 4

Изменение сопротивления при изменении объема, но при постоянной температуре можно проследить в процессе плавления. На фиг. 2 представлены опытные данные по электрическому сопротивлению нескольких металлов в жидкой и твердой фазах вблизи точки плавления в зависимости от удельного объема. Интервал плавления (2.5÷5% по объему и 1.50÷250% по сопротивлению) показан на фигуре пунктиром. Из рассмотрения графика видно, что для металлов первой группы, особенно для натрия и калия, кривая ρ-V в жидком состоянии практически будет продолжением кривой ρ-V в твердом состоянии.

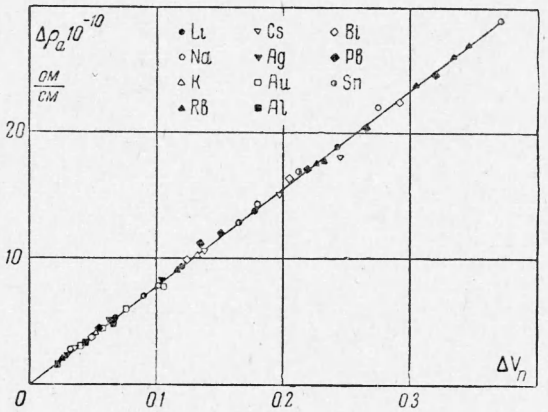
Для металлов других групп зависимость ρ от V в жидком состоянии значительно слабее, чем в твердом. Однако и в этом случае прослеживается непрерывный переход

через область плавления. Все это подтверждает, что основную роль в изменении электропроводности играет изменение удельного объема.

Как видно из графика (фиг. 3), в достаточно большом интервале изменения параметров наблюдается линейная зависимость электрического сопротивления от удельного объема, и это дает возможность производить экстраполяцию значений электрического сопротивления на высокие температуры, при которых непосредственные измерения сложны и недостаточно точны. Удобно записать уравнение этой прямой в виде

$$\rho = c\,(V - V_0)$$

где c — постоянная для данного металла, а V_0 — объем, при котором электрическое сопротивление обращается в нуль. Этот объем для щелочных металлов оказался очень близким к объему при абсолютном нуле. Для других металлов первой группы появляется небольшое отличие, которое существенно возрастает при переходе к металлам других групп. У таких металлов зависимость ρ от V в жидком состоянии много слабее, чем в твердом (фиг. 2), что можно объяснить разрушением ковалентной связи. Если V_0 можно приписать смысл собственного объема атомов (с учетом способа упаковки), то величина $(V - V_0)$ может трактоваться как «свободный объем». Таким образом получаем прямую зависимость удельного электрического сопротивления от свободного объема. Понятие свободного объема в несколько другой форме уже достаточно прочно утвердилось в молекулярной физике и ряд характеристик и свойств веществ удовлетворительно описываются в зависимости от величины свободного объема.



Фиг. 5

Сравнение опытных данных для различных металлов удобнее проводить с использованием некоторых «относительных» координат. На фиг. 4 приведены опытные данные по жидким щелочным металлам. По оси абсцисс отложен относительный свободный объем $(V - V_0)/V_0$, а по оси ординат — величина $\rho_a = \rho / r_a^2$, которая может быть названа удельным атомным электрическим сопротивлением и которая равна сопротивлению проводника с диаметром, равным диаметру атома, и длиной в 1 *см*. Данные по всем щелочным металлам хорошо ложатся на одну прямую, уравнение которой

$$\rho_a = 9.17 \cdot 10^{-10}\ \frac{V - V_0}{V_0}\ \text{ом / см}$$

Отклонения от прямой не превышают в среднем 2÷3%. Радиус атома (половина среднего расстояния между соседними атомами) вычислялся по известной плотности (γ), молекулярному весу (μ) и способу упаковки атомов в твердом состоянии.

Так для объемно-центрированной решетки

$$r_a = \left(\frac{3\sqrt{3}}{32}\,\frac{\mu m_{\text{H}}}{\gamma}\right)^{1/3}$$

Здесь m_{H} — вес атома водорода. Таким образом, приведенные атомные электрические сопротивления щелочных металлов одинаковы.

Это говорит о глубоком сходстве в строении щелочных металлов, о подобии внутренних электрических полей. Действительно, все щелочные металлы имеют в твердом состоянии кубическую объемно-центрированную решетку, имеют один электрон во внешней оболочке и полностью завершенную предыдущую электронную оболочку. Более того, разность между атомными и ионными радиусами $(r_a - r_u)$ у всех щелочных металлов примерно одинакова и равна 1.6 Å.

С другой стороны, эта общая закономерность дает возможность рассчитать электрическое сопротивление любого щелочного металла по известной зависимости ρ от V для одного из них и по известной плотности для данного металла. Причем, в отличие от обычного метода термодинамического подобия, не нужно знать электрическое сопротивление для искомого металла ни в одной точке.

Как и следовало ожидать, опытные данные по другим металлам не попали на упомянутую зависимость, легли значительно выше. Так коэффициент наклона для золота

равен $2.6 \cdot 10^{-9}$, для свинца $2.4 \cdot 10^{-9}$ (эти прямые не нанесены на график, чтобы не загромождать его). Если придерживаться последовательно высказанного ранее предположения о том, что отличия в характере электрического поля должны сопровождаться «геометрическими» отличиями, то надо найти их для других металлов.

Проще начать анализ с металлов 2-й подгруппы первой группы периодической системы элементов (серебро, золото, медь). Эти металлы, так же как и щелочные, имеют один валентный электрон и полностью законченную предыдущую электронную оболочку. Они кристаллизуются в кубическую гранецентрированную решетку. Единственное серьезное отличие от щелочных металлов состоит в том, что разница между радиусом атома и радиусом иона $r_a - r_u$ для этих металлов меньше. Так

$$\text{для серебра } r_a - r_u = 0.31 \text{ Å}$$

$$\text{для золота } r_a - r_u = 0.015 \text{ Å}$$

$$\text{для щелочных металлов } r_a - r_u = 1.6 \text{ Å}$$

Чем меньше эта разница, тем больше атомное электрическое сопротивление при одном и том же значении приведенного объема. Это справедливо и для металлов других групп. Этот факт имеет простое объяснение, так как чем меньше $r_a - r_u$, тем более связан электрон. Это можно проследить по величине первого потенциала ионизации. Так у натрия $U_1 = 5.09$ *эв*, у серебра $U_1 = 7.58$ *эв*, а у золота $U_1 = 9.2$ *эв*. Продолжая пользоваться геометрическими образами, можно сказать, что чем больше зона между внешней «жесткой» сферой иона и сферой, описанной атомным радиусом, тем выше проводимость. Можно назвать эту зону «геометрической зоной проводимости». Тогда атомное электрическое сопротивление должно быть прямо пропорционально свободному объему и обратно пропорционально величине геометрической зоны проводимости, т. е.

$$\rho_a = c_1 \frac{V - V_0}{V_0 - V_u} = c_1 \frac{V - V_0}{V_0} \frac{1}{1 - (r_u / r_a)^3} = c_1 \frac{V - V_0}{V_0} \varphi$$

Так как V_0 для всех металлов, кроме щелочных, не соответствует объему при абсолютном нуле, то удобнее перейти к отсчету от точки плавления.

Тогда формула будет иметь вид

$$\frac{\rho - \rho_n}{(r_a{}^n)^2} = c_1 \lambda \frac{V - V_n}{V_n} \varphi, \quad \lambda = \left(\frac{V_n}{V_0}\right)^{1/3}$$

Здесь индекс n означает отнесение всех величин к точке плавления. На фиг. 5 представлены в координатах

$$\Delta\rho_a = \frac{\rho - \rho_n}{(r_a{}^n)^2}, \quad \Delta V_n = \frac{V - V_n}{V_n} \varphi$$

опытные данные для одиннадцати металлов. При проведении расчетов сомножитель λ принимался для всех металлов равным единице. На самом деле его значение колеблется от 1.035 до 1.045. Атомные радиусы вычислялись с учетом кристаллической структуры. Ионные радиусы были взяты из книги Г. С. Жданова [6]. Для металлов не первой группы, имеющих несколько электронов во внешней оболочке и, соответственно заряду иона, несколько значений ионного радиуса, в расчет были приняты радиусы одновалентных ионов, т. е. предполагалось, что число носителей равно числу ионов. Радиусы одновалентных ионов находились линейной интерполяцией.

Для обработки были взяты следующие данные: по электрическому сопротивлению щелочных металлов наши данные [1] и данные работ [7,8], по остальным металлам данные из монографии М. П. Славинского [9] и справочника под редакцией Н. Б. Варгафтика [10]. Плотность для всех металлов взята из [9,10].

Как видно из фигуры, в таких координатах опытные точки для всех металлов удовлетворительно укладываются на одну прямую. Т. е., действительно, атомное электрическое сопротивление прямо пропорционально свободному объему и обратно пропорционально величине геометрической зоны проводимости.

Следует отметить, что данные различных авторов по ионным радиусам иногда значительно различаются между собой и расчет по данным различных авторов может увеличить разброс относительно усредняющей кривой. Однако величина этих отклонений (5÷15%) в несколько раз меньше величины поправки (φ).

Естественно, что ряд положений настоящей работы нуждается в дополнительной разработке и теоретическом обосновании. Однако обнаруженные в работе достаточно общие и простые закономерности, по-видимому, отражают физическую сущность такого сложного явления, как электропроводность жидких металлов, не говоря уже о том, что они могут быть полезны во всякого рода физических и технических расчетах.

Поступила 20 V 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев А. Н. Экспериментальное определение удельного электрического сопротивления жидких лития, натрия и калия. ПМТФ, 1963, № 1.
2. Жидкометаллические теплоносители. ИЛ, 1958.
3. Дорфман Я. Г., Кикоин И. К. Физика металлов. Гостехтеоретиздат, 1934.
4. Зырянов П. С. О релаксационных флуктуациях в конденсированных системах. Ж. эксперим. и теор. физ., 1955, т. 29, вып. 3.
5. Gubar S., Kikoin J. The Temperature Dependence of the Resistance of Liquid Metals at Constant Volume. J. Phys., 1945, vol. 9, No. 1.
6. Жданов Г. С. Физика твердого тела. Изд. МГУ, 1962.
7. Human J. Measurement of Resistivity of Cesium at Elevated Temperatures. J. Chem. Phys., 1961, vol. 35, No. 3.
8. Freedman I. F., Robertson N. D. Electrical Resistivity of Liquid Sodium, Lithium and Dilute Liquid Sodium Solutions. J. Chem. Phys., 1961, vol. 34, 769.
9. Славинский М. П. Физико-химические свойства элементов. Металлургиздат, 1952.
10. Теплофизические свойства веществ. Справочник под ред. Н. Б. Варгафтика. Госэнергоиздат, 1956.

ОБ ОТЛОЖЕНИЯХ ЛЕГКОРАСТВОРИМЫХ СОЛЕЙ НА СТЕНКАХ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ ТРУБ

И. Г. Друкер (*Новосибирск*)

Механизм отложения труднорастворимых солей (солей жесткости) изучен хорошо. При повышении температуры воды до кипения из-за ухудшения растворимости концентрация солей жесткости в растворе достигает насыщения и на стенках появляются отложения солей в виде накипи.

С легкорастворимыми солями дело обстоит иначе. При обычных солесодержаниях котловой воды даже при сильном ее выпаривании (до 80—90% по весу) средняя концентрация солей в оставшейся воде очень далека от насыщения.

Однако при эксплуатации котельных установок было обнаружено, что на некоторых режимах работы количество солей на выходе из труб оказывалось меньшим, чем на входе. Это означает, что в каких-то местах труб происходит накопление солей. «Прятанию солей» посвящено небольшое число работ [1–4]. Из их анализа видно, что имеются два подхода к объяснению механизма данного явления.

1. При интенсивном подводе тепла к стенке трубы концентрация солей в пристеночном слое из-за выпаривания растет и достигает насыщения, при этом соль начинает непрерывно отлагаться на стенке. Такого объяснения придерживаются Хёмиг [1], Холл [4], Н. Г. Пацуков и Ю. И. Нови [2].

2. Из-за «плохой гидродинамики» в трубах имеются места, не омываемые водой, например верхняя часть горизонтальной трубы при расслоенном режиме течения пароводяной смеси; различного рода «паровые мешки» на гибах; режимы при тепловых потоках выше критического, когда у стенки имеется пленка пара, даже если при этом увеличение температуры стенки при течении чистой воды невелико, и т. д. В этом случае брызги воды, попадая на оголенную стенку, могут испаряться досуха, выделяя содержавшуюся в них соль на стенку в виде слоя. Такой точки зрения придерживаются М. А. Стырикович [3], М. И. Резников [4] и др.

Важно отметить, что как первая, так и вторая гипотеза в основном качественны и не подкреплены ни прямыми экспериментами, ни расчетами. Отметим, что работа [3] — экспериментальная, но ее результаты позволяют сделать выводы в пользу обеих гипотез.

Ниже делается попытка оценить возрастание концентрации солей у стенки парогенерирующей трубы теоретически, на основе гидродинамической теории переноса.

Обозначения

x — продольная координата,
y — поперечная координата,
h — полуширина щели (*м*),
q — тепловой поток, *ккал/м²·сек* (*час*).
r — теплота парообразования, *ккал/кг*,
w — скорость, *м/сек*,
c — весовая концентрация соли в воде, *кГ/кГ*,
d — коэффициент диффузии, *кг/м·сек*,
k — коэффициент перемешивания, *кг/м·сек*
γ — удельный вес, *кГ/м³*,
t — время, *сек*,
α — коэффициент теплоотдачи, *ккал/м² сек·град*,
P — число Рейнольдса,
T — число Прандтля,
N — число Нуссельта.