

Ю. П. ШЛЫКОВ
Е. А. ГАНИН
С. Н. ЦАРЕВСКИЙ

КОНТАКТНОЕ ТЕРМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ



МОСКВА . «Э Н Е Р Г И Я» . 1977

Юрий Павлович Шлыков, Евгений Алексеевич Ганин,
Сергей Николаевич Царевский

Контактное термическое сопротивление

Редактор В. Д. Виленский
Редактор издательства И. В. Волобуева
Художественный редактор Т. Н. Хромова
Обложка художника И. Д. Богачева
Технический редактор М. П. Осипова
Корректор А. Д. Халанская

ИБ № 221

Сдано в набор 18/III 1977 г. Подписано к печати 30/IX 1977 г. Т-16444
Формат 84×108/32. Бумага типографская № 1. Усл. печ. л. 17,22
Уч.-изд. л. 18,48. Тираж 3600 экз. Зак. 80. Цена 1 р. 70 к.

Издательство «Энергия», Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Владимирская типография Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
600000, г. Владимир, Октябрьский проспект, д. 7

Контактное термическое сопротивление. Шлыков Ю. П., Ганин Е. А., Царевский С. Н. М., «Энергия», 1977. 328 с. с ил.

Главное внимание в книге уделяется физике процессов контактной теплопередачи, рассмотренных с современных позиций. Теоретическому исследованию контактного теплообмена предшествует тщательный анализ опубликованных в настоящее время как теоретических, так и экспериментальных работ. Рассматриваются методики эксперимента и опытные установки. Широко освещены вопросы контактных теплопереходов в различных областях техники. Приводятся инженерные методы расчета термического сопротивления контакта для различных условий контактирования.

Книга рассчитана на широкий круг читателей — научных работников, инженеров-исследователей, работающих в области теплоэнергетики и в смежных с ней отраслях техники.

Библи.: с. 317—325 (175 назв.)

Ш 30302-414
224-77
051(01)-77

© Издательство «Энергия», 1977 г.

Предисловие

Основное содержание этой книги представляет собой результат многолетней работы по контактному теплообмену доктора технических наук Юрия Павловича Шлыкова — крупного ученого в области тепломассопереноса и гидродинамики.

Ю. П. Шлыков начал готовить книгу к изданию за несколько лет до своей кончины, последовавшей в 1972 г. При этом он ставил целью создание всесторонних инженерных методов расчета контактного термического сопротивления на основе последовательного теоретического рассмотрения этого вопроса.

Для современной техники характерно использование тепловых потоков весьма высокой плотности. В этих условиях вопросы контактного теплообмена приобретают существенное значение. С необходимостью расчетов контактного термического сопротивления сталкиваются в реакторостроении, при проектировании аппаратов прямого преобразования энергии, в авиационной, ракетной и космической технике, в электронике и т. д.

Процесс контактной проводимости отличается большой сложностью, так как зависит от целого ряда различных по своему характеру факторов. Значительная часть известных к настоящему времени работ по контактному теплообмену имеет экспериментальный характер; встречающиеся в некоторых исследованиях расчетные соотношения часто противоречивы и недостаточно теоретически обоснованы. Таким образом, расчет термического сопротивления контакта представляет определенные трудности. В связи с этим создание теоретических основ для расчета контактного сопротивления является одной из актуальных задач современной теплофизики.

После кончины Ю. П. Шлыкова труд по продолжению этой работы в соответствии с составленным им раз-

вернутым планом взяли на себя кандидаты техн. наук Е. А. Ганин и С. Н. Царевский.

При подготовке книги были использованы материалы Ю. П. Шлыкова и подготовленная им обширная библиография. Главы 1, 3 и 7 взяты почти без изменений из докторской диссертации Ю. П. Шлыкова «Исследование контактного теплообмена», материалы которой вошли и в другие разделы книги.

В книге дан подробный обзор и анализ работ по контактному теплообмену, рассмотрена природа контактной проводимости, приведены результаты обобщения большого числа опытных данных и полученные Ю. П. Шлыковым на их основе критериальные уравнения для контактного теплообмена.

В книге рассмотрена физика процессов, обуславливающих передачу тепла между соприкасающимися поверхностями, дан обзор задач математической физики, описывающих эти процессы, и получены формулы для расчета термического сопротивления контакта. Широко освещены экспериментальные методы и установки для определения контактного сопротивления, а также рассмотрены вопросы контактной теплопроводности в различных областях техники. Представлен большой фактический материал по термическим контактным сопротивлениям.

Работы по контактным переходам в устройствах прямого преобразования энергии, результаты которых представлены в книге, выполнены под руководством чл.-корр. АН СССР Н. С. Лидоренко и доктора техн. наук, проф. Г. Ф. Мучника.

Алгоритмы решения задач со смешанными граничными условиями разработаны В. К. Наумовым.

Программирование и численный расчет выполнила Т. В. Кузнецова.

Большое участие в организации работы над книгой и в подготовке библиографии приняла канд. техн. наук Г. М. Михайлова, вдова Ю. П. Шлыкова.

В оформлении рукописи приняли участие Л. В. Астахова и Т. А. Калмыкова.

В. Д. Виленский

Введение

Развитие современной энергетики и новых отраслей техники сопровождается резким повышением теплонапряженности элементов конструкций. Достаточно сказать, что тепловые нагрузки на стенках сопла жидкостного ракетного двигателя или в современных ядерных энергетических реакторах достигают значений порядка $(1 \div 1,5) \cdot 10^6$ Вт/м². В большинстве случаев повышение теплонапряженности конструкций сопровождается ростом рабочих температур и давлений. В этих условиях к расчетам теплообмена предъявляются все более и более высокие требования.

Во многих случаях при тепловых расчетах конструкций возникает необходимость учета термического сопротивления контакта металлических поверхностей, обусловленного дискретным характером соприкосновения. Наличие этого сопротивления приводит к температурному скачку между соприкасающимися поверхностями и соответственно к увеличению общего температурного перепада в составных деталях. При тепловых потоках высокой плотности дополнительное повышение температуры может составлять десятки и даже сотни градусов. Поэтому пренебрегать термическим сопротивлением становится невозможным.

Этим объясняется повышенный интерес к контактно-му теплообмену, возникший в последние десятилетия особенно в связи с такими проблемами, как охлаждение ядерных реакторов, аэродинамический нагрев ракетных конструкций, охлаждение элементов электронных устройств, охлаждение анода термоэмиссионных преобразователей энергии, передача тепла через горячие и холодные спаи в термоэлектрических устройствах и т. п., где потребовалось достаточно точное определение термического контактного сопротивления. Остановимся на некоторых примерах.

В гетерогенных ядерных реакторах часто применяются тепловыделяющие элементы с механическим контактом оболочки и сердечника, типичными представителями которых являются элементы ряда английских и французских реакторов с газовым охлаждением. При использовании в качестве топлива естественного урана, а в качестве материала оболочки — магния или магниевого сплава типа магнокс выделяющееся в ядерном горячем тепло передается оболочке через контакт урана и магния. По данным ряда исследований термическая проводимость такого контакта оценивается значением порядка $(10 \div 15) 10^3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. При плотностях тепловых потоков порядка $10^6 \text{ Вт}/\text{м}^2$ [Л. 11, 13, 17] температурный скачок, возникший в зоне контакта между топливом и оболочкой, составляет $60\text{—}80^\circ\text{С}$, что существенно снижает максимальную допустимую температуру теплоносителя и тепловую экономичность цикла ядерной энергетической установки.

В некоторых тепловыделяющих элементах ядерное горючее в виде таблеток из двуокиси урана заключается в тонкостенную трубку из нержавеющей стали. Внешним давлением теплоносителя оболочка прижимается к топливным таблеткам и между ними создается тепловой контакт. Термическое сопротивление этого контакта играет существенную роль, если учесть, что современной тенденцией в проектировании энергетических реакторов является увеличение плотности энерговыделения и температур.

В ряде проектов ядерных энергетических установок для космических целей предлагается выполнять реакторы с наружной оболочкой, играющей роль горячего катода в термоэмиссионном преобразователе энергии. В этих реакторах отвод всей тепловой энергии из активной зоны к оболочке должен осуществляться теплопроводностью. Выбор материалов активной зоны таков, что теплообмен между отдельными слоями (ядерное топливо, замедлитель, оболочка) должен осуществляться за счет теплового контакта. Термическое сопротивление стыков имеет в этом случае первостепенное значение для нормальной работы аппарата [Л. 2].

Необходимо особо подчеркнуть, что при больших плотностях тепловых потоков и высоких температурах конструктивное решение того или иного узла часто не может быть выполнено только на «глухих» соединениях

(сварка, пайка), у которых термическое контактное сопротивление практически отсутствует. Значительные термические расширения деталей заставляют искать иные конструктивные решения. Примером могут служить некоторые камеры сгорания жидкостных ракетных двигателей, у которых нет жесткого соединения внутренней обечайки (сопла), подвергающейся наиболее интенсивному нагреву, с несущим нагрузку кожухом [Л. 2].

Аналогичные условия встречаются в конструкциях многослойной тепловой защиты космических аппаратов, сверхзвуковой авиации и т. д.

Для нормальной работы радиоэлектронных устройств необходимо создание оптимального теплового режима. В настоящее время с целью избежания перегрева тепловыделяющие детали охлаждают путем развития теплоотдающей поверхности шасси и радиаторов, к которым они крепятся. На посадочных поверхностях крепления возникает термическое сопротивление, препятствующее охлаждению радиоэлектронных устройств.

Особое место вопрос о термическом сопротивлении контакта занимает в проблеме создания полупроводниковых термоэлектрических генераторов. Для получения перепада температур на спаях термоэлектробатареи необходимо подвести и отвести тепло с помощью теплопроводов с горячим и холодным теплоносителем, которые контактируют с коммутационной поверхностью батареи через электрическую изоляцию. Основное количество тепла, обуславливающее выходную электрическую мощность термоэлектрогенератора, проходит непосредственно через эту изоляцию. Таким образом, последняя должна обладать высокими диэлектрическими свойствами и быть хорошим проводником тепла. Эти требования для большинства материалов являются противоречивыми.

Кроме теплового сопротивления электроизоляционного материала, в электроизоляционную прослойку входит и тепловое сопротивление контакта. Таким образом, задача уменьшения теплового сопротивления изоляции сводится не только к поискам диэлектрика с относительно высоким коэффициентом теплопроводности, но и к снижению теплового сопротивления контакта.

Задачи контактного теплообмена встречаются также при разработке термоэмиссионных преобразователей энергии. Большинство разновидностей реакторов-преоб-

преобразователей имеет термоэмиссионные элементы цилиндрической формы и в реальных конструкциях, как правило, поверхности теплового контакта цилиндрические, а тепловой поток направлен по радиусу, например, при подаче тепла от тепловыделяющего сердечника к катодной оболочке и между различными элементами анодного пакета. Особенность контактных сопротивлений термоэмиссионных преобразователей заключается в том, что электрогенерирующие элементы этих преобразователей собирают при комнатной температуре, а работают они при температурах 1000—1500° С. Поэтому контактное сопротивление существенно зависит от величины начальных зазоров (натягов) и тепловых деформаций контактирующих элементов.

Все эти примеры указывают на важность определения величины термического сопротивления стыков различных конструкций. Более того, для создания надежных изделий недостаточно располагать только данными о величине контактного сопротивления, необходимо также знать и способы его изменения.

Указанными проблемами не исчерпывается необходимость исследования контактного теплообмена. Можно привести множество других примеров различных технических устройств, где требуется достаточно точное определение контактного термического сопротивления.

Несмотря на значительное количество экспериментальных и ряда теоретических работ по контактному теплообмену, современное состояние наших знаний в этой области недостаточно.

Основные положения теории контактного теплообмена в значительной мере остаются спорными. В некоторых работах ставится под сомнение возможность определения термического сопротивления контакта расчетным путем. Недостаточно сделано в части обобщения опытных данных по контактному теплообмену и согласования их с какой-либо моделью этого явления. Поэтому до сих пор расчет термического контактного сопротивления достаточно сложен и не всегда надежен. Часто величина его для каждого конкретного случая определяется экспериментально или оценивается приближенно.

Таким образом, вопрос контактного теплообмена, которому посвящена настоящая монография, является одной из актуальных и малоизученных проблем современной теплофизики.

Глава первая

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

1-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ТЕПЛОВОМ КОНТАКТЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ. ТЕРМИЧЕСКОЕ КОНТАКТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

При рассмотрении задачи о прохождении тепла через поверхность соприкосновения двух твердых тел — проводников тепла вводится понятие о контактном термическом сопротивлении, которое создает дополнительный перепад температур в составных телах.

С феноменологической точки зрения контактное термическое сопротивление — понятие чисто условное, так как в рамках континуальных представлений граница тела не оказывает дополнительного термического сопротивления¹. Температурное поле в теле обладает свойствами непрерывного скалярного поля. При совершенном контакте чистых поверхностей температуры и тепловые потоки на границе раздела совпадают и, следовательно, какое-либо дополнительное термическое сопротивление отсутствует.

Таким образом, термическое контактное сопротивление в современном понимании не является переходным (контактным) сопротивлением, связанным только с наличием границы раздела фаз, и на стыке двух тел не возникает скачка температуры, подобного контактной разности электрических потенциалов. Вместе с тем термин «контактное термическое сопротивление» широко вошел в практику, поэтому необходимо выяснить причины введения этого понятия и его физическую природу.

Если стационарный тепловой поток плотностью q проходит через проводник, ограниченный двумя параллель-

¹ Здесь и далее используется чисто феноменологический подход. Рассматривается только действительная теплопроводность, т.е. теплопроводность на достаточном удалении от границ. Вопрос о влиянии границ на коэффициент теплопроводности будет рассмотрен особо.

ными изотермическими плоскостями $x=\delta_-$ и $x=\delta_+$, температуры которых равны соответственно T_-^0 и T_+^0 , то термическое сопротивление такого проводника определяется только его теплопроводностью и толщиной

$$R^0 = \frac{T_-^0 - T_+^0}{q} = \frac{\delta_- + \delta_+}{\lambda}. \quad (1-1)$$

Представим теперь этот проводник состоящим из двух частей, соприкасающихся по плоскости $x=0$.

Как известно, вследствие шероховатости и волнистости реальных поверхностей контакт между твердыми телами всегда имеет дискретный характер, т. е. соприкосновение происходит в отдельных точках (пятнах) или группах точек номинальной поверхности. Даже наиболее тщательно обработанные металлические поверхности имеют неровности высотой 0,01—0,1 мкм, а грубо обработанные — высотой 100—200 мкм. Как правило, эти выступы расположены на некоторой волнистой поверхности, шаг и высота которой колеблются в широких пределах и определенным образом зависят от шероховатости.

Многочисленными исследованиями было установлено, что площадь фактического контакта составляет незначительную долю номинальной площади соприкосновения, определяемой геометрическими размерами соприкасающихся тел. Отсутствие сплошности контакта при соприкосновении металлических поверхностей существенно меняет картину течения тепла от одного тела к другому. Если теплопроводность промежуточной среды, заполняющей микрополости между сопрягаемыми телами, достаточно мала, чтобы ею можно было пренебречь, и лучистый теплообмен отсутствует, то передача тепла от одного тела к другому происходит только через места фактического сопротивления. Однако и в случае теплопроводящей промежуточной среды, если только ее теплопроводность ниже теплопроводности металла, что обычно имеет место, тепловой поток стремится проходить через места фактического контакта. Поэтому по мере приближения к поверхности соприкосновения линии теплового тока стягиваются к пятнам фактического контакта. Как известно, в местах сближения линий тока плотность теплового потока возрастает. Изотермические поверхности приобретают в области контакта сложный характер [Л. 1,2].

Представим, что реальная плоская поверхность тела имеет периодические отклонения от идеальной плоскости (чистая регулярная шероховатость или волнистость). Для этого случая изотермы и линии теплового тока вблизи поверхности соприкосновения двух полуограниченных металлических тел представлены на рис. 1-1 (полагаем, что контакт происходит по вершинам выступов и является совершенным). Здесь также учтено, что для

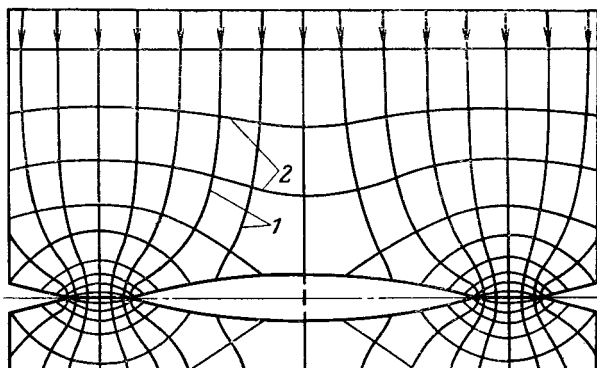


Рис. 1-1. Линии теплового тока и изотермы в зоне контакта (схема).

1 — линии теплового тока; 2 — изотермы.

большинства реальных контактов продольный размер зазора значительно больше поперечного, поэтому продольной теплопроводностью среды в зазоре, а также естественной конвекцией можно пренебречь. В этой схематической картине не учитывается также лучистый перенос тепла.

Равенство температур двух соприкасающихся тел имеет место только на участках фактического контакта. Поверхности, ограничивающие полости, не являются изотермическими, и температуры их отличаются от температуры на площадках фактического контакта. Вследствие разности температур между этими поверхностями часть тепла передается через промежуток между ними теплопроводностью среды. По мере увеличения проводимости среды в зазоре интенсивность стягивания линий теплового тока к пятнам фактического контакта ослабе-

вает, неравномерность плотности теплового потока по поверхности выравнивается и при равной проводимости среды и основного материала плотность теплового потока становится равномерной. На рис. 1-1 можно выделить «граничные» линии тока, отделяющие область теплового потока, идущего через площадку фактического контакта, от области вторичного теплового потока, идущего через промежуточную среду в зазоре.

Рассмотренная схематическая картина течения тепла через контактную зону двух полуограниченных твер-

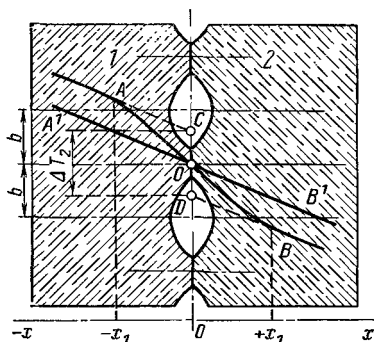


Рис. 1-2. Распределение температур в составном теле.

дых тел свидетельствует о сложности процесса контактного теплообмена. Для ее математического описания необходимо в общем случае решить пространственную краевую задачу для уравнения Лапласа в трех областях — двух соприкасающихся телах и промежуточной прослойке среды. Условиями сопряжения решений является равенство плотностей тепловых потоков и температур на границах различ-

ных сред. Решение подобной задачи сопряжено с известными трудностями. Однако для целей инженерной практики, если учесть реальные условия контактирования обработанных металлических поверхностей, можно подойти к этой задаче с несколько иных позиций.

Для этого вновь обратимся к картине течения тепла через зону сопряжения двух тел. В силу периодичности контакта можно ограничиться рассмотрением одного элемента сечения в виде полосы с шириной, равной шагу выступов $2b$ (рис. 1-2), т. е. представить полуограниченное тело как бы состоящим из полуограниченных стержней или полос (двумерный контакт), имеющих по одному пятну касания. Рассмотрим изменение температуры вдоль оси, совпадающей с осью контактного выступа. Предположим вначале, что вторичный поток тепла через зазор отсутствует. Это будет соответствовать контакту в вакууме при пренебрежимо малом лучистом теплообме-

не. Так как тепловой поток пропорционален градиенту температуры, то по мере приближения к плоскости стыка, начиная с некоторых значений $x = -x_1$ или $x = +x_1$, соответствующих началу заметного стягивания линий теплового тока к месту фактического контакта, градиент температуры начинает расти и температурная кривая приобретает вид, представленный на рис. 1-2 (линия AOB).

Если теперь отбросить принятое выше допущение об отсутствии вторичного теплового потока через зазор, то общий характер изменения температуры по оси выступа изменится мало. Лишь при отсутствии выступов (идеальный механический контакт) или при проводимости среды, равной проводимости контактирующих материалов, распределение температур в телах 1 и 2 будет соответствовать прямым $A'O$ и OB' , параллельным AC и DB .

В условиях реального контакта обработанных поверхностей высота микровыступов шероховатости и волнистости мала по сравнению с размерами проводника тепла в направлении теплового потока, а толщина микروزазора значительно меньше его ширины. Поэтому, схематизируя явление еще больше, можно представить контактные поверхности как идеальные плоскости, а распределение температур в соприкасающихся телах представить прямыми AC и DB (рис. 1-2) с фиктивным температурным скачком ΔT_k в плоскости стыка.

Таким образом, если в действительности распределение температур непрерывно и поверхности металлов в точках действительного контакта имеют одну и ту же температуру, то в предлагаемой модели явления между соприкасающимися поверхностями появляется температурный скачок. Введение мнимого температурного скачка имеет определенные преимущества. Величина его может быть легко определена экспериментально путем линейной экстраполяции распределения температур в составном теле до поверхности соприкосновения [контакт плоских поверхностей, $\lambda \neq f(T)$]. Не менее важно и то, что конструктора интересует главным образом величина этого скачка температуры, определяющего температурный режим составного тела, а не действительная температурная картина вблизи контакта.

Обозначим температуры на плоских удаленных изотермических границах составного проводника $x = l$ и

$x=l_+$ через T_- и T_+ . Термическое сопротивление в этом случае будет равно $R=(T_- - T_+)/q$ и будет больше термического сопротивления сплошного проводника на величину

$$R_k = \frac{\Delta T_k}{q}, \quad (1-2)$$

которую назовем контактным термическим сопротивлением.

Действительно,

$$R = \frac{T_- - T_+}{q} = \frac{T_-^0 - T_+^0 + \Delta T_k}{q} = \frac{T_-^0 - T_+^0}{q} + \frac{\Delta T_k}{q} = R^0 + R_k.$$

Следовательно, когда равномерный установившийся тепловой поток в проводнике возмущается из-за несовершенства механического контакта двух поверхностей, появляются локальные возрастания температурного градиента, что можно связать с наличием дополнительного термического сопротивления — контактного термического сопротивления.

Сказанное справедливо для контакта двух полуограниченных тел или проводников, толщина которых значительно больше зоны искажения линий теплового тока.

Если допустить, что термическое сопротивление контакта или его обратная величина — тепловая проводимость контакта α_k , эквивалентная по смыслу коэффициенту теплопередачи, не зависят от плотности теплового потока, то это значительно облегчает расчет полных термических сопротивлений составных тел.

1-2. СОСТАВЛЯЮЩИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Так как тепловой поток при подходе к поверхности соприкосновения раздваивается (часть тепла идет через зазор, а другая часть — через фактический контакт), то естественно связать величину термического сопротивления контакта с двумя составляющими, одна из которых должна определяться сопротивлением зазора R_c , а другая — сопротивлением мест фактического контакта R_m . Во всех теоретических работах предполагается, что эти составляющие сопротивления действуют параллельно и

общее сопротивление контакта определяется по правилу сложения параллельных сопротивлений, т. е.

$$\frac{1}{R_k} = \frac{1}{R_c} + \frac{1}{R_m}. \quad (1-3)$$

Природа составляющих термических сопротивлений различна. Первая составляющая является внешним сопротивлением и определяется теплопроводностью среды (при достаточно малых зазорах конвективный теплообмен пренебрежимо мал) и толщиной зазора. Это поверхностное сопротивление можно рассматривать как действующее в плоскости геометрического контакта и приводящее к скачкообразному изменению температуры на границе двух тел [Л. 2].

Принципиально иной характер носит сопротивление мест фактического контакта. Как известно, при течении тепла по ступенчатому стержню с адиабатическими поверхностями его термическое сопротивление не может быть получено методом суммирования сопротивлений отдельных частей. Вследствие перестройки теплового потока в области резкого изменения сечения возникает добавочное термическое сопротивление, которое равноценно удлинению стержня. Таким образом, в отличие от первого, второе сопротивление носит объемный характер, т. е. является внутренним. Это сопротивление часто называют сопротивлением «стягивания» (или «расширения»), подчеркивая тем самым тот факт, что оно возникает вследствие стягивания линий теплового тока к пятнам фактического контакта, общая площадь которых значительно меньше номинальной поверхности соприкосновения. Тен-Бош [Л. 4] называл это явление «дресселированием» теплового потока.

Итак, при рассмотрении термического сопротивления контакта мы имеем дело как с плоскостным, так и с объемным сопротивлением, зарождающимся в определенной области пространства. Когда равномерно установившийся тепловой поток в теле испытывает возмущение из-за изменения геометрии теплопроводящего пути или из-за несовершенства механического контакта двух поверхностей, то за счет неравномерного распределения плотности тока появляется локальное возрастание температурного градиента. Это явление объясняется тем, что в случае неравномерного теплового потока суммарная длина линий тока, которой пропорционально термиче-

ское сопротивление, больше, чем в случае $q = \text{const}$. Если тепло передается только теплопроводностью твердого тела, то такое дополнительное термическое сопротивление можно назвать «нелинейным» в том смысле, что его значение связано не с длиной пути прохождения тепла, а с геометрической характеристикой места теплового возмущения.

Таким образом, тепловое сопротивление стержня с переменным сечением можно записать так:

$$R = R_{I1} + R_{I2} + R^0,$$

где R_{I1} и R_{I2} — тепловые сопротивления первого и второго отрезка стержня; R^0 — нелинейное сопротивление стержня.

Относя далее действие этого сопротивления к поверхности соприкосновения, мы заменяем внутреннее сопротивление внешним и вновь приходим к мнимому температурному скачку в геометрической плоскости контакта. Однако при таком подходе термическое сопротивление контакта в целом можно рассматривать как своего рода поверхностный эффект, связанный с тепловыми и механическими свойствами соприкасающихся материалов и свойствами окружающей среды.

Надо сказать, что применительно к электрическому току сопротивление, вызванное внезапным расширением или сужением проводника, рассматривалось еще Вебером [Л.5], Максвеллом, Релеем и другими исследователями. Большой заслугой Хольма [Л.6] было перенесение этих понятий на явления в зоне контакта шероховатых поверхностей. Им, в частности, введен термин «сопротивление стягивания». В основе рассуждений Хольма, как впрочем, и во всех последующих исследованиях по контактному сопротивлению (электрическому и тепловому), лежит представление о фактической поверхности соприкосновения как сумме малых контактных площадок, распределенных более или менее равномерно по номинальной поверхности соприкосновения.

Оценим в первом приближении величину термического сопротивления контакта образцов из стали Ст.3 в воздушной среде.

В увеличенном масштабе контакт двух шероховатых поверхностей можно представить, как на рис. 1-3, а или схематически — на рис. 1-3, б. Если площадь фактического контакта пренебрежимо мала (малые усилия сжа-

тия поверхностей), то тепловой поток может переходить от тела 1 к телу 2 только за счет теплопроводности среды в зазоре (переносом тепла конвекцией и излучением пренебрегаем). При чистоте обработки поверхностей по 5-му классу высота выступов шероховатости не превышает 20 мкм и соответственно максимальная величина зазора между впадинами шероховатости составляет около 40 мкм (волнистость поверхностей не учитываем).

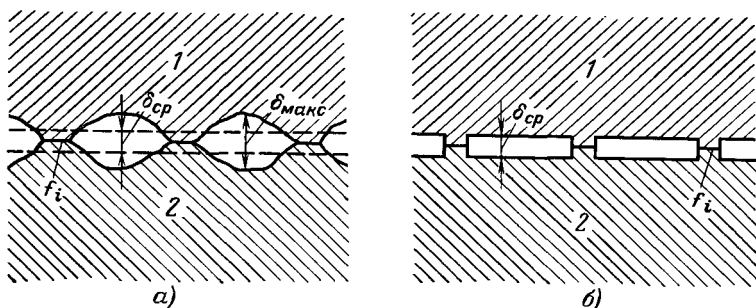


Рис. 1-3. Контакт шероховатых поверхностей.

а — реальный контакт; б — схематический контакт.

Принимая среднюю величину зазора равной высоте шероховатости, для воздушной прослойки при температуре в зоне контакта 100°C [$\lambda_{\text{возд}} = 32,1 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$] получим следующее значение термического сопротивления:

$$R_c = \frac{\delta}{\lambda_{\text{возд}}} = \frac{20 \cdot 10^{-6}}{32,1 \cdot 10^{-3}} = 6,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}.$$

Это сопротивление эквивалентно сопротивлению пластинки из стали Ст. 3 толщиной 33 мм или из алюминия толщиной 150 мм.

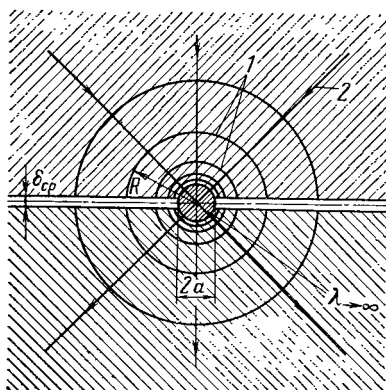
Возьмем теперь другой крайний случай, когда передача тепла через среду отсутствует (контакт в вакууме) и все тепло от тела 1 к телу 2 проходит через места фактического контакта. Величину термического сопротивления контакта в этом случае можно оценить следующим образом. Представим себе, что два полуограниченных тела с коэффициентом теплопроводности λ соприкасаются, как это показано на рис. 1-4, со сферой радиуса a , выполненной из абсолютно проводящего материала

($\lambda \rightarrow \infty$) и имеющей с обоими телами идеальный контакт. В этом случае изотермические поверхности будут представлять собой концентрические полусферы.

Полное сопротивление такого контакта будет равно [Л.6]:

$$R = \frac{1}{\pi \lambda} \int_a^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{\pi a \lambda}.$$

Предположим, что площадь фактического контакта образована множеством круглых пятен касания с радиусом a . Число пятен на номинальной площади в 1 м^2 будет $n_1 = \eta / \pi a^2$



(η — относительная площадь фактического контакта). Поскольку проводимости отдельных пятен складываются, то термическое сопротивление рассматриваемой модели контакта, очевидно, будет равно:

$$R_m = \frac{1}{\pi a \lambda n_1} = \frac{a}{\eta \lambda}.$$

Рис. 1-4. Модель теплового контакта.

1 — изотермические поверхности; 2 — линии тока.

Если принять в соответствии с данными [Л. 7] радиус контактного пятна (он же радиус сферы с $\lambda \rightarrow \infty$) равным $0,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}$, а

относительную площадь фактического контакта равной 0,001, то для образцов из стали Ст. 3 с теплопроводностью $\lambda = 51 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$ (при 100°С) термическое сопротивление модели фактического контакта составит:

$$R_m = \frac{0,3 \cdot 10^{-4}}{51 \cdot 10^{-3}} = 5,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт},$$

т. е. это сопротивление имеет тот же порядок, что и сопротивление воздушной прослойки.

В общем случае оба эти сопротивления действуют параллельно, поэтому полное термическое сопротивление

контакта для рассматриваемого случая согласно соотношению (1-3) будет равно $R_k = 3,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$, что соответствует термической проводимости контакта $\alpha_k = 3310 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Если учесть, что коэффициент теплоотдачи, например, при кипении имеет порядок 10^4 , то станет ясным, что проводимость контакта невысока и соответствует коэффициентам теплоотдачи к газам при умеренных скоростях движения. Даже при высоких контактных давлениях $(0,5 \div 1) 10^7 \text{ Па}$ при соприкосновении образцов из стали 1Х18Н9Т с чистой обработкой поверхностей по 5-му классу проводимость контакта составляет всего $3000\text{—}4000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Таким образом, дискретный характер соприкосновения твердых тел служит причиной дополнительного термического сопротивления, так называемого контактного сопротивления, которое может составлять заметную часть полного сопротивления теплопередающей системы.

Несмотря на очевидность этого явления, в теплотехнической литературе оно, как правило, не рассматривается. При расчетах теплопроводности в составных телах обычно принимается идеальный контакт. Даже в специальной монографии Шнейдера [Л. 8], посвященной теплопроводности в твердых телах, вопрос о термических контактных сопротивлениях не рассмотрен на том основании, что механизм этого явления трудно поддается аналитическому описанию.

При небольших тепловых потоках, с которыми раньше встречались в технике, величина температурного скачка была незначительной и термическим контактным сопротивлением можно было пренебречь.

Глава вторая

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И УСТАНОВКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КОНТАКТА

2-1. МЕТОДЫ И УСТАНОВКИ СО СТАЦИОНАРНЫМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ

Наиболее простым и надежным для экспериментального определения термического сопротивления контакта является метод стационарного теплового потока. Осно-

ва метода заключается в том, что рассматривается тепловой поток, проходящий через цилиндр в аксиальном направлении. Если с одной стороны цилиндра поместить источник, с другой — сток тепла и тщательно изолировать боковые стенки, то температура по длине цилиндра распределяется так, как показано на рис. 2-1, а, а температурный градиент будет постоянным. На рис. 2-1, б изображено распределение температур, которое можно ожидать в том же изолированном стержне, если он будет разрезан пополам. В этом случае градиенты каждой составной части стержня останутся также постоянными, однако на стыке образуется температурный скачок. Величина этого скачка будет зависеть от термического сопротивления контакта R_k .

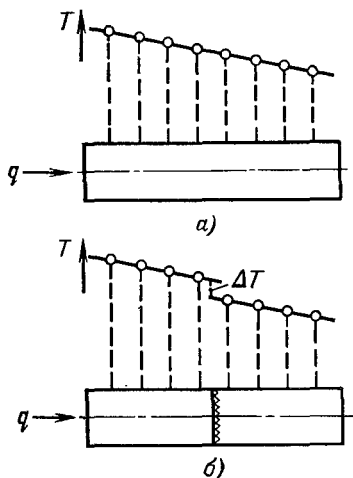


Рис. 2-1. Распределение температур по длине цилиндров с теплоизолированными боковыми поверхностями.

a — сплошной цилиндр; *б* — разрезанный цилиндр.

По закону Фурье

$$Q = -\lambda F \frac{dT}{dx}.$$

Записывая выражение этого теплового потока посредством формулы Ньютона — Рихмана и приравнявая оба соотношения, получим:

$$\alpha_k = \Delta T F = -\lambda \frac{dT}{dx},$$

где α_k — условный коэффициент теплоотдачи контактной поверхности, или тепловая проводимость контакта.

Термическое сопротивление контакта можно записать в виде

$$R_k = \frac{1}{\alpha_k} = \frac{-\Delta T}{\lambda \frac{dT}{dx}}.$$

Таким образом, контактное сопротивление равно отношению температурного напора в зоне контакта, определяемого методом линейной экстраполяции, к плотности теплового потока, проходящего через поверхности соприкосновения цилиндров.

Если на боковой поверхности каждого цилиндра на строго определенном расстоянии друг от друга закрепить по две или несколько термопар, то с их помощью можно будет определить температурные градиенты до и после стыка. Термическое сопротивление контакта можно оценить по толщине металлической пластины из того же материала, что и контактирующие цилиндры, в которой при одинаковой плотности теплового потока получается перепад температур, равный температурному скачку в контакте. Толщина такой пластины определяется соотношением

$$\delta = \frac{\Delta T}{dT/dx}$$

($\frac{dT}{dx}$ — градиент температуры, практически постоянный по длине образцов). Разделив эту толщину на коэффициент теплопроводности материала, можно перейти непосредственно к термическому сопротивлению контакта.

Для большинства металлов коэффициент теплопроводности слабо зависит от температуры. При плотностях тепловых потоков около 10^5 Вт/м² и сравнительно коротких образцах можно пренебречь этой зависимостью, т. е. считать коэффициент теплопроводности металла постоянным и принять линейное распределение температуры по длине образцов.

Для определения величины термического сопротивления контакта необходимо знать тепловой поток, проходящий через контактную зону. Этот поток может быть вычислен по градиентам температур на верхнем и нижнем образцах. Несмотря на хорошую тепловую изоляцию, по боковым поверхностям контактирующих цилиндров неизбежны тепловые потери в окружающую среду. Поэтому для большей точности следует замерять плотности теплового потока как по верхнему, так и по нижнему образцам и при подсчете величины термического сопротивления контакта пользоваться их среднеарифметическим значением. Разница между значениями

плотности теплового потока по верхнему и нижнему образцам не должна превышать 5%.

После установления стационарного теплового режима, т. е. при линейном законе изменения температуры вдоль цилиндров, тепловая проводимость контакта определяется по следующей зависимости:

$$\alpha_k = \frac{1}{R_k} = \frac{q}{\Delta T_k} = \frac{q_1 + q_2}{2\Delta T_k},$$

где q_1 и q_2 — плотности тепловых потоков для верхнего и нижнего образцов; ΔT_k — температурный перепад в контакте, определенный методом линейной экстраполяции.

Из одномерного уравнения Фурье определяется плотность теплового потока по известным значениям коэффициента теплопроводности образца и градиенту температуры

$$q_1 = \frac{\lambda_1 (T_1 - T_2)}{l_{1-2}}; \quad (2-1)$$

$$q_2 = \frac{\lambda_2 (T_3 - T_4)}{l_{3-4}}. \quad (2-2)$$

Для случая большого перепада температур по испытуемым образцам, что характерно для материалов с низким значением коэффициента теплопроводности, когда нельзя пренебречь зависимостью теплопроводности от температуры, при подсчете величины плотности теплового потока следует пользоваться приведенными значениями коэффициентов теплопроводности материала соответственно для верхнего и нижнего образцов при данной температуре:

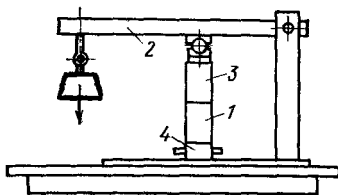
$$\bar{\lambda}_1 = \frac{2\lambda'_{T_1} \lambda'_{T_2}}{\lambda'_{T_1} + \lambda'_{T_2}}; \quad \bar{\lambda}_2 = \frac{2\lambda''_{T_3} \lambda''_{T_4}}{\lambda''_{T_3} + \lambda''_{T_4}}.$$

Экспериментальные установки для определения термического сопротивления контакта, основанные на этом принципе, отличаются главным образом конструкциями нагревателей и холодильников, а также методами устранения или уменьшения потерь тепла через боковые поверхности стержней. В этих условиях цилиндрические образцы-стержни одновременно используются и как тепломеры для определения количества тепла, протекаю-

щего через стык. Поэтому в дальнейшем мы будем называть их установками «стержневого» типа в отличие от установок «дискового» типа, в которых между цилиндрическими образцами-тепломерами помещаются тонкие дисковые прокладки из различных материалов и исследуется термическое сопротивление стыка цилиндрического образца и диска-прокладки. В установках второго типа ввиду отсутствия замера температур по толщине диска обычно определяется суммарное

Рис. 2-2. Опытная установка для исследования контактного теплообмена.

1 — опытные образцы; 2 — нагрузочное устройство; 3 — нагреватель; 4 — холодильник.



сопротивление двух стыков, что предъявляет более жесткие требования к идентичности обработки соприкасающихся поверхностей. Видоизменением этого метода является так называемый метод «горячей пластины», где в качестве тепломера используется электрический нагреватель, нерабочие поверхности которого защищены охранными нагревателями. Выделяющееся в основном нагревателе тепло, которое определяется по подводимой электрической мощности, передается в нужном направлении к исследуемому контакту.

Простейшая экспериментальная установка стержневого типа для исследования термического сопротивления контакта, схема которой представлена на рис. 2-2, была использована авторами [Л.9]. Установка обеспечивала минимальные необходимые условия для эксперимента: механическое нагружение (до $20 \cdot 10^5$ Па), нагрев и охлаждение испытуемых образцов.

На рис. 2-3 представлена принципиальная схема экспериментальной установки Института теплоэнергетики АН УССР [Л.11]. Исследуемые образцы представляли собой цилиндрические стержни диаметром 40 мм, контактирующие торцами. К верхнему торцу опытного блока прижимался регулируемый электронагреватель, нижний торец охлаждался водой. Нормальные нагрузки на соединение создавались гидропрессом. Величина сжимающего усилия определялась по давлению масла в ци-

линдре гидропресса (использовался образцовый пружинный манометр с ценой деления $2 \cdot 10^5$ Па).

Для исследования теплопередачи в зоне контакта по длине образцов через каждые 10 мм располагались хромель-алюмелевые термопары, изготовленные из проволоки диаметром 0,4 мм (рис. 2-4). Спай термопары заделывался

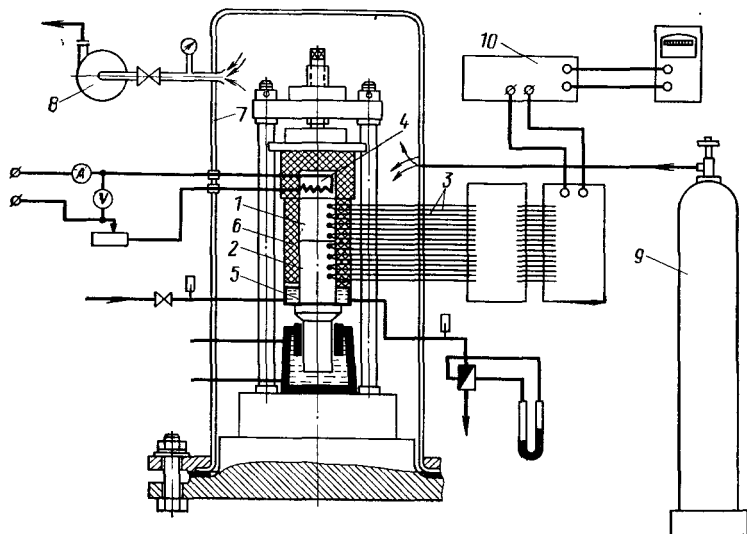


Рис. 2-3. Установка Института теплоэнергетики АН УССР для исследования контактного теплообмена.

1 и 2 — опытные образцы; 3 — термопары; 4 — электронагреватель; 5 — водяной холодильник; 6 — теплоизоляция; 7 — герметический кожух; 8 — форвакуумный насос; 9 — газовый баллон; 10 — потенциометр.

вался на глубине 10 мм и укреплялся жаропрочным цементом, служившим одновременно и изолятором. Неточность в расстоянии между местами заделки термопар учитывалась при обработке опытных данных. Провода термопар для уменьшения утечек тепла укладывались по окружности образца в канавку глубиной 1 мм и тоже заделывались жаропрочным цементом. Перед началом опытов термопары проверялись на идентичность показаний.

Для устранения влияния на результаты опытов случайных микронеровностей образцы предварительно сжимались 8—10 раз до максимальной нагрузки. Это обеспе-

чивало в дальнейшем хорошую повторяемость опытов. Интенсивность теплообмена в плоскости контакта оценивалась по величине проводимости $\alpha = q/\Delta T$. Плотность теплового потока через контактную зону определялась по перепаду температур, измеренному на верхнем образце, и проверялась измерениями температур на нижнем образце. Разность плотностей тепловых потоков в опытах не превышала 1,5—2%, что говорит о высоком качестве теплоизоляции боковых поверхностей образцов. Температурный скачок на стыке ΔT определялся экстраполяцией кривых распределения температур по длине образцов или вычислялся по формулам, приведенным ниже.

При отсутствии потерь тепла боковыми поверхностями образца перепад температур для участка между термopарами 4 и 5 (см. рис. 2-4), включающего плоскость стыка, при отсутствии контактного термического сопротивления (идеальный контакт) составит:

$$\Delta T_{\text{теор}} = \frac{T_3 - T_4}{l} \left(l_1 + l_2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right), \quad (2-3)$$

где l — расстояние между термopарами 3 и 4; l_1 — расстояние между термopарой 4 и плоскостью стыка; l_2 — расстояние между термopарой 5 и плоскостью стыка; λ_1 и λ_2 — коэффициенты теплопроводности верхнего и нижнего образцов соответственно.

Температурный скачок в плоскости контакта равен:

$$\Delta T = (T_4 - T_5) - \Delta T_{\text{теор}}.$$

Принимая плотность теплового потока через площадь контакта

$$q = \frac{\lambda_1}{l} (T_3 - T_4),$$

получим для тепловой проводимости контакта следующее выражение:

$$\alpha_{\text{конт}} = \frac{\lambda_1}{l} - \frac{T_3 - T_4}{(T_4 - T_5) - \Delta T_{\text{теор}}}.$$

Здесь T_3 , T_4 и T_5 — температуры, измеренные термopарами 3, 4 и 5. Так как основная погрешность при определении проводимости контакта возникает из-за изменения плотности теплового потока в направлении градиента температур, то при проведении опытов были приняты меры к всемерному повышению теплового потока, кото-

рый достигал обычно величины $(2 \div 2,5) 10^5$ Вт/м². Опыты по определению термической проводимости металлического контакта проводились с наиболее типичными для

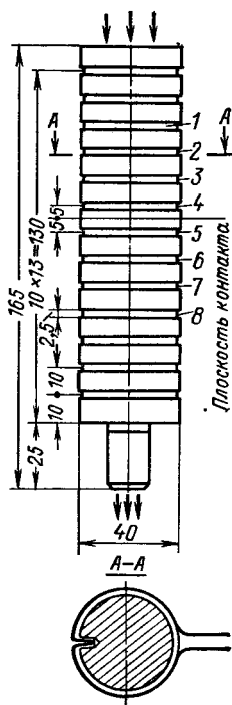


Рис. 2-4. Схема расположения и заделки термопар.

1—8 — номера термопар.

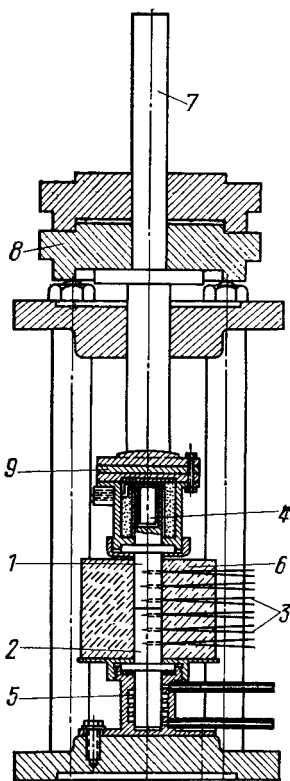


Рис. 2-5. Схема экспериментальной установки для исследования термического контактного сопротивления.

1 и 2 — опытные образцы; 3 — термопары; 4 — электронагреватель; 5 — холодильник с проточной водой; 6 — теплоизоляция образцов; 7 — плунжер; 8 — грузы; 9 — теплоизоляционная прокладка.

энергомашиностроения металлами (Ст. 30; ЭЖ-2; ЭИ-211; дюралюминий Д1; латунь Л80; красная медь).

Четинкалом и Фишенденом [Л. 12] проведено аналитическое исследование термического сопротивления контакта, которое будет подробно разобрано ниже. Для

проверки метода расчета были проведены эксперименты с образцами из стали, латуни и алюминия при различной чистоте обработки поверхности, различном сжатии и заполнении зазора между образцами глицерином, маслом и воздухом.

Опыты проводились на экспериментальной установке стержневого типа, схема которой представлена на рис. 2-5. Методика испытаний аналогична примененной в предыдущих работах. Образцы были круглого сечения диаметром 25,4 мм и длиной 110 мм с двумя поясками для передачи нагрузки. В большинстве опытов верхний образец был выполнен из твердой закаленной хромистой стали, контактная поверхность которой обрабатывалась притиркой. Менялись только нижние образцы. Для измерения температур по длине образцов имелось шесть никромоконстантановых термопар, вставленных в заполненные ртутью сверления диаметром 1 мм. Термопары располагались по обе стороны контакта на расстояниях от него 6,35; 19 и 31,8 мм. Шероховатость и волнистость контактных поверхностей тщательно измерялись. Для различных обработок шаг волны колебался от 220 до 865 мкм, а высота микронеровностей — от 0,3 до 14,5 мкм. Заметных изменений этих величин после опытов не обнаружено. Давление на стыке образцов изменялось в пределах от $1,3 \cdot 10^5$ до $5,5 \cdot 10^6$ Па, причем производилась нагрузка и разгрузка образцов. В зоне контакта поддерживалась средняя температура, равная 82°C . Температурный скачок изменялся от 1 до 39°C . Значения тепловой проводимости контакта менялись от 3140 до 71 000 Вт/(м²·К). Эффективная толщина прослойки δ , вычисленная из соотношения $\delta = \lambda_c / R$, справедливого для нулевой нагрузки, когда можно считать $R_m = 0$ и $R = R_c$, оказалась равной $0,61 h_{cp}$ для всех исследованных значений шероховатости (среднее отклонение составило $\pm 0,3$ мкм).

В работах В. М. Капиноса и О. Т. Ильченко [Л. 13—15], выполненных в Харьковском политехническом институте, была использована экспериментальная установка, представленная на рис. 2-6.

При испытании использовались цилиндрические образцы диаметром 30 мм из Ст. 45, ЭЯ1-Т, ЭИ-69, ЭЖ-1 и Д16-Т. Поверхности контакта обрабатывались точением, шлифованием и притиркой, что позволяло получить шероховатости в пределах 5—8-го классов чистоты. Ха-

рактеристики использованных образцов приведены в табл. 2-1.

Тепловая проводимость контактного слоя определялась по формуле

$$\alpha_{\text{конт}} = \frac{Q}{F(T_{01} - T_{02})}.$$

Тепловой поток Q вычислялся по градиентам температуры для верхнего и нижнего образцов, что позволяло контролировать точность измерений. Расхождение между указанными тепловыми потоками не превышало в большинстве опытов 2—3%. В качестве расчетного при-

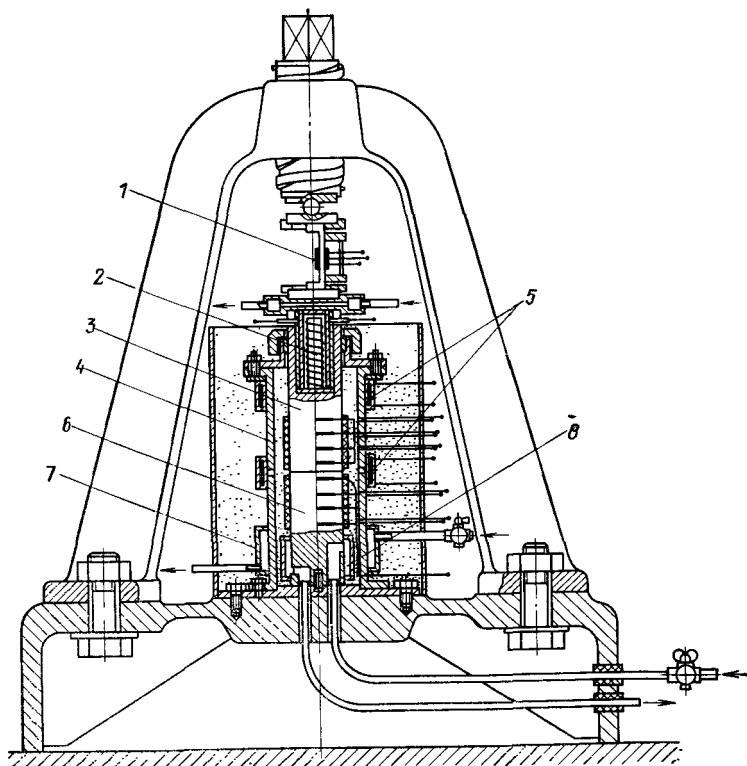


Рис. 2-6. Опытная установка ХПИ им. Ленина.

1 — тензометрическое устройство; 2 — электронагреватель; 3 — верхний образец; 4 — защитный кожух; 5 — нагреватели защитного кожуха (компенсационные); 6 — нижний образец; 7 — холодильник кожуха; 8 — холодильник нижнего образца.

Таблица 2-1

Характеристики образцов, исследованных в [Л. 13—15]

λ_m , Вт/(м ² К)	δ , %	$\sigma_{0x} \cdot 10^{-7}$, Па	$E \cdot 10^{-11}$, Па	μ	Шероховатость h_{cp} , мкм			
					1-я пара	2-я пара	3-я пара	4-я пара
15,5	35	41,2	2,01	0,27	2,8	4,1	—	—
15,6	64,4	32,9	1,98	0,27	2,65	5,05	—	—
21,6	22	39,5	2,17	0,274	2,8	4,97	6,35	—
45,5	16,6	34,6	2,04	0,281	2,63	5,01	8,01	12,3
163	12,0	—	0,72	0,330	—	—	—	11,6

нималось среднее значение теплового потока. Температуры T_{01} и T_{02} определялись с помощью линейной экстраполяции.

В каждой серии опытов изменялась только нормальная нагрузка, а средняя температура контактного слоя поддерживалась постоянной. В условиях опытов удельное сжатие образцов в большинстве случаев менялось в пределах от $40 \cdot 10^5$ до $500 \cdot 10^5$ Па и лишь для пары из стали ЭИ-69 при $h_{cp}=2,8$ и $4,1$ мкм — до $1200 \cdot 10^5$ Па.

В отличие от предыдущих исследований Скиппером и Уоттоном [Л. 16] проводилось экспериментальное исследование термического сопротивления контакта на установке дискового типа (рис. 2-7). Исследования проводились на урановом диске толщиной 1,5 мм, заключенном между цилиндрами из магниевого сплава Магнокс А12, длина которых была равна 25,4 мм; диаметры уранового диска и цилиндров составляли 25,4 мм. Образцы нагружались аксиально с помощью контейнера с водой, прикрепленного на конце рычага, груз контролировался пружинными весами. Усилие передавалось через шарик, предотвращающий возникновение изгибающего момента на испытуемом столбике и в зоне контакта.

Верхний цилиндр из магниевого сплава укреплялся в медном стержне, который был снабжен электрическим нагревателем. Этот медный стержень и все другие медные части установки, подверженные высокому нагреву в процессе испытания, были позолочены, чтобы предотвратить окисление. Нижний цилиндр из магниевого сплава опирался на медный блок, который через приспособление для изменения термического сопротивления соединялся с водяным холодильником, расположенным в нижней части опытной колонны. Таким образом, теп-

ловой поток, проходя через столбик магниевого сплава — уран — магниевого сплава, снимался водяным охлаждением.

Температурный градиент в магневых цилиндрах замерялся с помощью десяти хромель-алюмелевых термо-

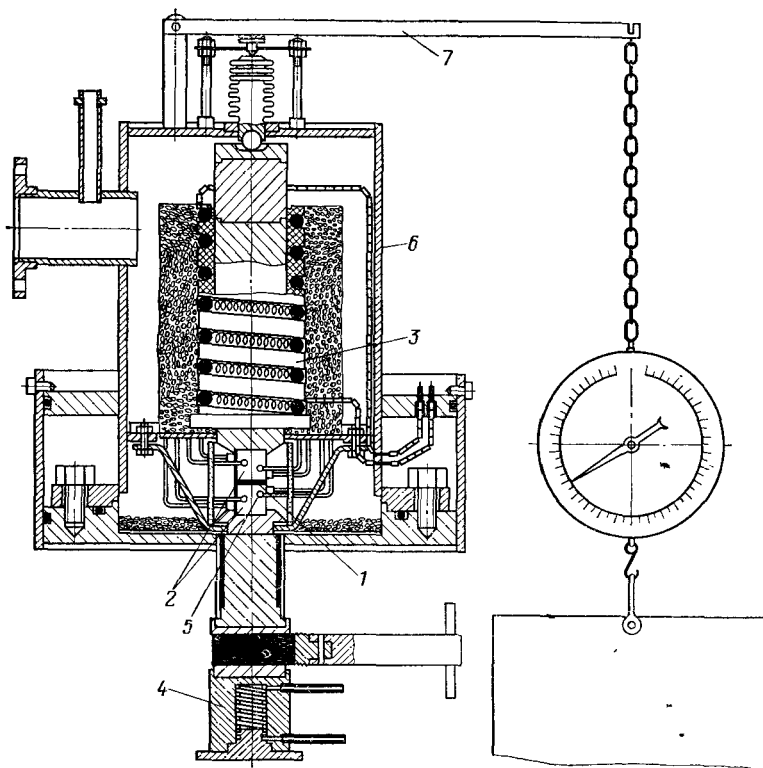


Рис. 2-7. Опытная камера.

1 — урановый диск; 2 — цилиндры из магниевого сплава Магнокс; 3 — нагреватель; 4 — холодильник; 5 — термодатчики; 6 — вакуумный сосуд; 7 — грузочное устройство.

пар (по пяти в каждом цилиндре). Термодатчики вставлялись в радиальные отверстия глубиной 9,5 мм с диаметром 6,4 мм; расстояние каждой термодатчики от контактной поверхности тщательно измерялось с помощью микроскопа. Термодатчики выводились через пробки из магниевого сплава, а э. д. с. их измерялась по стандартной системе с потенциометром.

Нагреватель и испытываемая секция были изолированы в герметическом сосуде, из которого можно было выкачать воздух с помощью диффузионного масляного и вращательного вакуумного насосов. Аксиальная нагрузка на испытываемый столбик передавалась в вакуумный сосуд через сильфон, термопары и электрические провода выводились через металлизированные керамические трубки.

С целью уменьшения радиальных потерь тепла вдоль нижней крышки вакуумного сосуда нижний медный цилиндр прикреплялся к этой крышке посредством тонкого концентрического стального цилиндра, который располагался так, что находился под напряжением аксиальной нагрузки испытываемого столбика (см. рис. 2-7).

Нагреватель был изолирован, а на испытываемые цилиндры для ослабления радиальных потерь надевался пиропиллитовый чулок.

В ранее применяемых конструкциях такого типа возникали затруднения в связи с попаданием воздуха в систему при низких давлениях, что способствовало более интенсивному окислению урана. Для предотвращения этого большое внимание было обращено на герметизацию сосуда для поддержания хорошего вакуума. Внутренний сосуд помещался во внешний, который заполнялся тем же газом, что и внутренний, но с несколько большим давлением, чем атмосферное. Испытания могли проводиться при давлениях во внутреннем сосуде от 13 до $1,3 \cdot 10^8$ Па. Сосуд заполнялся аргоном и гелием. Давление газа определялось с помощью системы приборов, состоящих из ртутного манометра, чашечного манометра и манометра Мак-Леода.

Нагреватель был снабжен контрольной системой, которая контролировала температуру и подводимое напряжение. Испытание проводилось в условиях установившегося режима; тепловой поток, проходящий через зону контакта, подсчитывался по температурному градиенту в магнелиевом цилиндре. Таким образом, можно было подсчитать температурный скачок через урановый диск, а экстраполируя изменения температуры по длине магнелиевого цилиндра, получить температуры контактных поверхностей. Предполагая, что температурные скачки в двух случаях контакта одинаковы, можно было оценить температурный перепад между контактирующими поверхностями.

Хорошо оснащенная экспериментальная установка стержневого типа была использована авторами настоящей работы [Л. 17].

Метод экспериментального исследования термического сопротивления контакта заключался в следующем: через два контактирующих по торцу цилиндрических образца с теплоизолированными боковыми поверхностями пропусклся постоянный тепловой поток и производилось измерение температур по длине цилиндров. По данным этих измерений строились графики изменения температуры по длине образцов $T=f(l)$ (рис. 2-8). Температурный перепад, обусловленный термическим сопротивлением контакта, определялся, как и в предыдущих исследованиях, с помощью линейной экстраполяции.

Для большинства металлов коэффициент теплопроводности слабо зависит от температуры. Практически при тепловых потоках около 10^5 Вт/м² и сравнительно

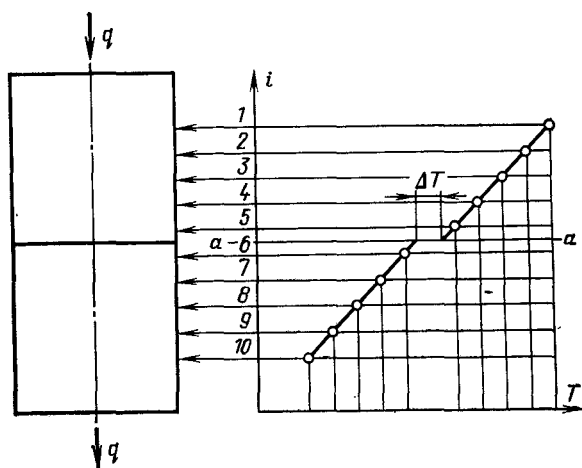


Рис. 2-8. Распределение температуры по длине образцов (цифры соответствуют номерам термопар); *aa* — плоскость стыка.

коротких образцах можно пренебречь этой зависимостью, поэтому коэффициент теплопроводности металла принимался постоянным и, следовательно, допускалось линейное распределение температур по длине образцов. Общий вид и принципиальная схема эксперименталь-



Рис. 2-9. Общий вид установки.

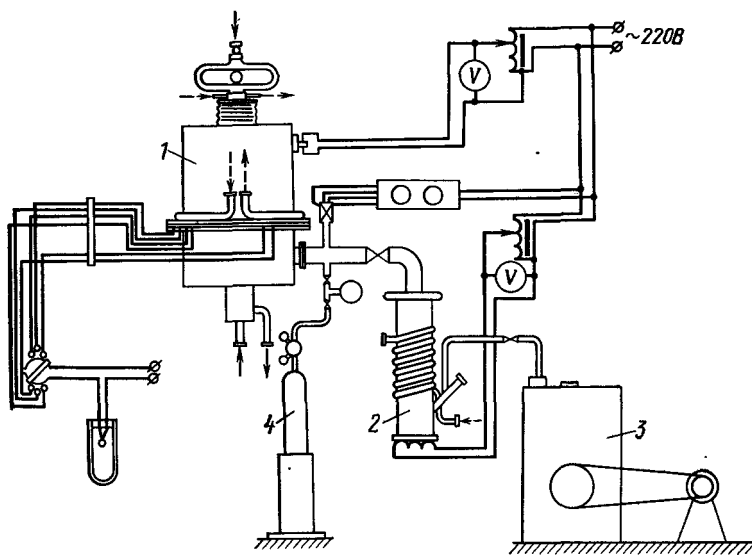


Рис. 2-10. Схема экспериментальной установки.

ной установки представлены на рис. 2-9 и 2-10. Установка состояла из герметической рабочей камеры 1, диффузионного масляного насоса 2, форвакуумного 3, баллона для заполнения рабочей камеры газом 4 и измерительной аппаратуры.

Рабочая камера установки, показанная в разрезе на рис. 2-11, представляла собой разъемный сосуд, внутри которого между массивными цилиндрами 1 и 2 размещались опытные образцы 3. Верхний медный цилиндр 4

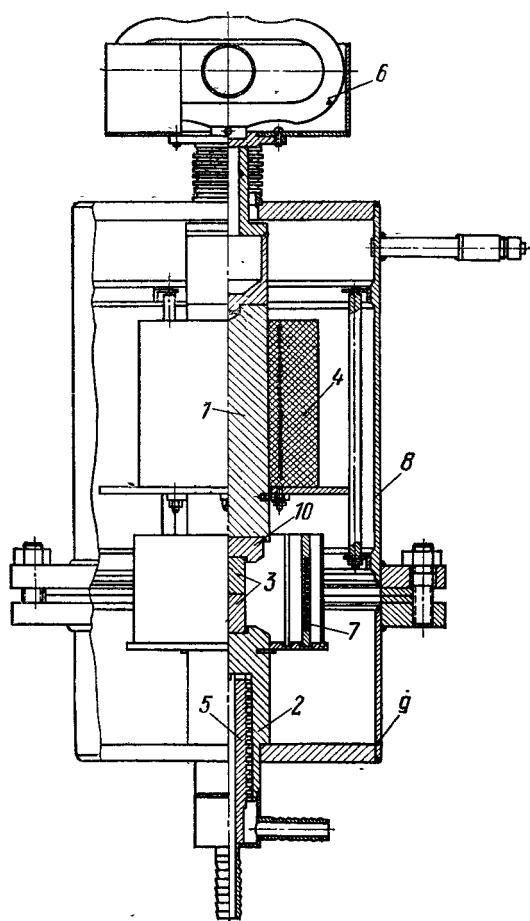


Рис. 2-11. Рабочая камера (в разрезе).

был снабжен электронагревателем в виде спирали из нихромовой проволоки диаметром 0,8 мм и длиной 20 м. Мощность нагревателя регулировалась автотрансформатором в пределах от 0 до 1 кВт. Постоянство мощности

контролировалось с помощью чувствительного вольтметра. Нижний цилиндр 2 являлся корпусом спирального холодильника 5, через который пропусклась вода.

Сжатие образцов осуществлялось с помощью рычажного винтового пресса, рассчитанного на нагрузку до 30 000 Н. Усилие на испытуемые образцы 3, установленные на стержне цилиндра холодильника 2, передавалось через шарик, предотвращающий возникновение изгибающего момента, динамометр 6 с охлаждаемой пятой, полый стальной стакан и стержень нагревателя.

Образцы монтировались внутри защитной камеры 7 с компенсационным обогревом. Защитная камера представляла собой три концентрически расположенных цилиндра, пространство между которыми было заполнено кварцевым песком. Средний цилиндр являлся сердечником четырехсекционного электронагревателя, мощность каждой секции которого регулировалась отдельным реостатом. Подобное устройство сводило к минимуму потери тепла боковой поверхностью образцов (2—2,5% общего теплового потока).

Нижняя часть разъемной камеры 9 опиралась на подставку, а верхняя часть 8 была сделана подъемной. Внутри верхней части имелись три штанги, которые проходили через пазы диска 10, наглухо соединенного с цилиндром нагревателя.

В начале подъема камеры нагреватель оставался неподвижным до тех пор, пока нижние опоры штанг не захватывали диск. При дальнейшем подъеме все детали верхней части перемещались совместно. Подобная конструкция установки обеспечивала без полного демонтажа рабочей камеры легкий доступ к опытным образцам, их замену и визуальный контроль за положением образцов при установке на них нагревателя и при окончательной сборке.

В процессе исследования предполагалось провести ряд экспериментов в условиях низкого давления воздуха и других газовых сред. Конструкция установки предусматривала возможность получения вакуума 10^{-2} Па.

Для герметизации рабочей камеры фланцевый разъем уплотнялся с помощью двух широких прокладок из вакуумной резины. Рабочая температура вакуумной резины, при которой не происходило заметной остаточной деформации, не должна была превышать 90—100° С, по-

этому верхний фланец корпуса охлаждался с помощью кольца из металлической трубки с проточной водой. Верхняя часть камеры заканчивалась сильфоном, позволяющим передавать без искажения внешнюю нагрузку на образцы. Сильфон и медный корпус холодильника припаивались к корпусу установки серебряным припоем; все места соединения, кроме того, промазывались вакуумной замазкой.

Термопарные провода одевались в специальные резиновые чехлы и закладывались между прокладками фланцевого разъема.

Вывод электропроводов нагревателя осуществлялся через пробки из вакуумной резины, зажатые между текстолитовыми буксами. Все это обеспечивало надежную герметизацию установки. Практические испытания показали, что попадание воздуха в установку было незначительным, что позволяло проводить эксперименты при разрежениях 10^{-2} Па.

Для испытаний применялись цилиндрические образцы диаметром 30 мм и длиной 34 мм. По длине каждого образца устанавливалось по пять термопар. Крайние термопары располагались на расстоянии 2,5 мм от контактной поверхности, а остальные — через 5 мм друг от друга. Расстояние между термопарами определялось с помощью микроскопа с точностью до 0,05 мм. Термопары зачеканивались на поверхности образцов. Специально поставленные опыты показали, что заглобления термопар не требовалось, так как картина распределения температур по длине в этом случае практически не изменялась. Для удобства работы с образцами, оборудованными термопарами, применялись специальные державки. Чтобы предотвратить осевое смещение образцов при сборке и устранить попадание в контакт теплоизоляционного материала, в области стыка на образцы надевалось асбестоцементное кольцо.

Методика проведения эксперимента требовала измерения следующих величин: температур по длине испытуемых образцов, величины усилия сжатия образцов, давления (вакуума) газовой среды.

Измерение э. д. с. термопар осуществлялось по компенсационному методу с применением потенциометра ППТВ-1 с баллистическим гальванометром в качестве нулевого прибора. Предварительно все термопары проверялись на идентичность показаний. Сила сжатия об-

разцов определялась динамометрической скобой, рассчитанной до 30 000 Н.

Избыточное давление газа определялось с помощью мановакуумметра. Контроль за предварительным разрежением осуществлялся мембранным вакуумметром. С целью более точного определения разрежения в пределах от 10^5 до $2,5 \cdot 10^2$ Па использовался ртутный U-образный манометр, один конец которого предварительно откачивался до давления 0,13 Па и запаивался.

Высокий вакуум измерялся термопарным вакуумметром УТВ-49, датчиком для которого служила стеклянная манометрическая лампа ЛТ-2. Прибор позволял измерить вакуум в пределах от 53 до 10^{-2} Па.

При подготовке опытов большое внимание уделялось тщательности изготовления испытуемых образцов, гарантирующей плоскостность контакта. Средняя высота микронеровностей определялась с помощью микроскопа Линника по 20—30 замерам на каждой поверхности.

Опыты по определению термического сопротивления проводились при установившемся режиме, который обычно наступал через 3—4 ч после включения установки. Нагрузка образцов осуществлялась циклически от 0 до $200 \cdot 10^5$ Па через каждые $50 \cdot 10^5$ Па. Предварительно образцы сжимались до нагрузки $50 \cdot 10^5$ Па с целью устранения случайных микронеровностей, мешающих правильной оценке термического сопротивления контакта. При изменении нагрузки установление режима наступало через 30—40 мин. В ряде случаев при смене нагрузки изменялась и мощность электронагревателя для поддержания постоянной средней температуры в зоне контакта.

В процессе эксперимента постоянно контролировалось напряжение, подаваемое на основной нагреватель, а также на нагреватель компенсационного обогрева. При опытах в различных газовых средах рабочая камера предварительно откачивалась, а затем заполнялась. Такая операция повторялась 5—6 раз при максимальной мощности нагревателя.

Непосредственные опытные данные получались в виде температур, измеренных по длине образцов. Линейной экстраполяцией определялся скачок температур в зоне контакта ΔT_k , величина которого менялась от 10 до 80°C .

Для определения величины термического сопротивления контакта необходимо было определить плотность теплового потока через контактную зону. Значение плотности вычислялось по градиентам температур на верхнем и нижнем образцах и составляло $(10 \div 150) 10^3$ Вт/м². Разница тепловых потоков для верхнего и нижнего образца обычно не превышала 5%. В качестве расчетного принималось среднее значение плотности теплового потока q_k .

Термическое сопротивление контакта вычислялось по формуле

$$R_k = \frac{\Delta T_k}{q_k}.$$

Погрешность опытов составляла в среднем 10—12%, достигая в отдельных случаях (малый тепловой поток) 20%.

Использовались образцы из стали Ст. 3, нержавеющей стали 1Х18Н9Т, дюралья Д-16 и меди М-2 с различными обработками контактирующих поверхностей.

Экспериментальная установка, использованная В. М. Поповым [Л. 18], имела ряд характерных особенностей: позволяла использовать как стационарные, так и нестационарные тепловые режимы в зоне контакта; имела повышенную точность и надежность в проведении эксперимента за счет автоматизации большинства процессов регулировки компенсационных нагревателей; давала возможность проведения опытов с материалами, теплопроводность которых значительно ниже, чем металлов. Экспериментальная установка (рис. 2-12) состояла из герметичной рабочей камеры 1, емкости 2 с постоянным уровнем воды, форвакуумного насоса РВН-2 с электромотором 6, диффузионного масляного насоса 7, баллонов с газами 9 для заполнения камеры, а также электропитательной и измерительной аппаратуры. Рабочая камера установки представляла собой составной металлический цилиндр, заделанный наглухо с двух сторон и имеющий фланцевое соединение с прокладками из вакуумной резины. В отличие от предыдущих установок стенки рабочей камеры имели свою тепловую изоляцию. Внутри камеры имелись электрический нагреватель и водяной холодильник спирального типа. С целью обеспечения минимальных тепловых потерь через боковые поверхности образцов последние монтировались внутри

компенсационной камеры с двумя электронагревателями и сменным боковым экраном, который состоял из коаксиально расположенных цилиндров, выполненных из материалов, идентичных материалам образцов и имевших на уровне контакта разъем. Своими концами боковой экран прилегал к нагревателю и холодильнику, что обеспечивало аналогичность температурных полей образцов и бокового экрана. Питание компенсационных электронагревателей от сети осуществлялось через два контактных гальванометра 11, четыре контрольные термопары которых имели спай у нагревателей и боковых поверхностей образцов. Это обеспечивало минимальные тепловые потери через боковые поверхности образцов. Визуальный контроль за работой контактных гальванометров осуществлялся при помощи зеркального гальванометра 12 марки М-25, спай дифференциальных термопар которого помещались в местах расположения спаев термопар контактных гальванометров.

Механическое нагружение экспериментальных образцов осуществлялось с помощью рычажного винтового пресса, создающего стабильные нагрузки. Усилие нагрузки передавалось через шаровую опору, исключаящую возможность возникновения изгибающего момента, и охлаждаемый шток с сильфоном, которые не допускали искажений внешней нагрузки и обеспечивали герметичность камеры в местах подвижного соединения.

С помощью потенциометра 4 типа ПМС-48 с установочным и измерительным гальванометрами 5 типа М-25 по компенсационному методу измерялась э. д. с. используемых термопар. Нестационарные тепловые процессы фиксировались 12-точечным самопишущим потенциометром 3 типа ЭПП-09М-1.

Питание основного нагревателя осуществлялось от сети переменного тока 220 В через стабилизатор 13 марки ИНН-1. Разрезание, создаваемое в рабочей камере, измерялось термопарным вакуумметром 8 марки ВИТ-1А с манометрической лампой ЛТ-2 в роли датчика. Предварительное давление фиксировалось самопишущим мановакуумметром 10.

Оригинальная экспериментальная установка была использована в опытах Хельда [Л. 19]. Она состояла из четырех цилиндров диаметром 30 мм. Между средними цилиндрами располагался электронагреватель. Тепловая изоляция представляла собой набор концентрических ци-

линдров, между которыми была воздушная прослойка (тепловые потери составляли 3—6% мощности нагревателя).

В отличие от ранее рассмотренных работ методика определения термического сопротивления контакта была несколько иной. Вместо определения с помощью линейной экстраполяции скачка температуры в плоскости стыка и непосредственного вычисления R_k здесь измерялся перепад температур в двух сечениях до и после стыка с расстоянием между ними l . По этому перепаду и известному тепловому потоку, который определялся по электрической мощности нагревателя и проверялся по показаниям термопар, закрепленных по длине образцов, рассчитывалось термическое сопротивление участка со стыком R_l . По известному коэффициенту теплопроводности материала образцов и сечению цилиндров вычислялось термическое сопротивление цилиндра длиной l без стыка R_l^0 . Термическое сопротивление контакта определялось как разность двух указанных сопротивлений, т. е.

$$R_k = R_l - R_l^0.$$

Особенностью экспериментальной методики являлось то, что одним из электродов термопар, измеряющих температуры по длине образцов, служил сам цилиндр-образец. В качестве второго электрода использовалась константановая проволока, которая впаивалась в радиальные сверления диаметром 0,5 мм в цилиндре-образце. Показания этих термопар проверялись по показаниям обычных медно-константановых термопар, расположенных в сверлениях по длине образцов.

В опытах Фрида и Кастелло [Л. 20] также применялась отличная от всех предыдущих исследований методика. В работе использовался так называемый метод «горячей пластины», сущность которого заключалась в следующем.

Образцы в виде квадратных пластин со стороной 127 мм при толщине 3,18 мм с укрепленными в них термопарами (по четыре для каждого образца в пазах на противоположной контакту стороне пластины) располагались между плоскими нагревателем и холодильником. Путем применения охранных нагревателей создавался направленный тепловой поток от основного нагревателя через образцы к холодильнику.

Мощность основного нагревателя тщательно измерялась, и по ней определялся тепловой поток, протекающий через контакт. Система охранной нагреватель — основной нагреватель — опытные образцы прижималась к холодильнику внешней нагрузкой, создаваемой сильфоном, что позволяло менять усилие сжатия системы, находящейся под вакуумным колпаком.

Вышеперечисленные методы и установки использовались с целью экспериментального определения величины термического сопротивления контакта в зависимости от различных факторов: усилия сжатия, температуры, разрежения и теплопроводности газа, заполняющего пространство между выступами шероховатостей. Во всех установках создавался стационарный тепловой поток, проходящий через контактирующие образцы в аксиальном направлении. Таким образом, несмотря на существенные конструктивные различия, установки были созданы для одной цели и термическое сопротивление контакта определялось по одному и тому же принципу. Конструктивные усовершенствования установок были направлены в основном на повышение точности эксперимента и удобства эксплуатации.

Все указанные экспериментальные установки состояли из следующих основных узлов и систем: системы обеспечения адиабатической зоны по боковым поверхностям испытуемых образцов; нагрузочного устройства с системой измерения усилия сжатия; устройств для нагрева и охлаждения; системы измерения температуры; системы вакуумирования и подвода газа с приборами для определения давления и степени разрежения. Основное различие экспериментальных установок заключалось в видоизменении тех или иных узлов и систем, однако назначение основных узлов и систем оставалось неизменным.

Одним из основных вопросов, определяющих точность эксперимента при измерении величины термического сопротивления контакта, является устранение и определение утечек тепла в радиальном направлении. Утечки тепла с экспериментальных образцов в радиальном направлении приводят к двум существенным недостаткам: к нелинейному распределению температуры вдоль контактирующих образцов и к затруднениям при определении величины теплового потока, проходящего через зону контакта. При нелинейном распределении температу-

ры вдоль образцов использование метода графической экстраполяции становится практически невозможным, так как это приводит к большим погрешностям эксперимента. Для устранения радиальных утечек тепла и установления адиабатической зоны на боковых поверхностях экспериментальных образцов имеется целый ряд эффективных способов. При использовании небольших тепловых потоков и коротких образцов достаточно применить надежную тепловую изоляцию вдоль образцов, а для контроля потерь тепла — измерение перепада температур по изоляции в радиальном направлении [Л. 11].

Тепловая изоляция обычно изготавливается из сыпучего или пористого материала. При определении термического сопротивления контакта в вакууме отпадает необходимость в применении сыпучих или пористых материалов, в этом случае для предотвращения тепловых потерь излучением необходимо вокруг образцов установить один или несколько экранов [Л. 17].

При высоком уровне и перепадах температур на испытываемых образцах обычной тепловой изоляцией бывает недостаточно и необходимо для устранения тепловых потерь применять компенсационные охранные нагреватели [Л. 17] (см. рис. 2-11). В этом случае необходимо между поверхностью образцов и компенсационным нагревателем установить контрольные термодпары и при проведении эксперимента тщательно следить за тем, чтобы перепад температур между ними поддерживался близким к нулю. Осложнением при использовании компенсационного обогрева является то обстоятельство, что по длине образцов в зависимости от значения температуры на их поверхностях меняется величина боковых утечек тепла. Это приводит к необходимости изменять компенсацию тепловых утечек по длине образцов. Для этой цели компенсационные охранные нагреватели выполняются в виде нескольких секций, каждая из которых должна выделять то количество тепла, которое необходимо на данном участке.

Вместо секционных автономных нагревателей для охранный обогрева образцов можно использовать охватывающие опытные образцы-цилиндры, по которым проходит собственный тепловой поток, причем источником и стоком тепла для этих цилиндров могут являться основные нагреватель и холодильник, создающие тепловой поток вдоль испытываемых образцов. Подобные системы

обогрева в экспериментальных установках удобны в эксплуатации и практически устраняют боковые утечки тепла, что существенно повышает точность эксперимента.

Одним из наиболее важных параметров при исследовании изменения величины термического сопротивления контакта является усилие сжатия контактирующих образцов. Усилие на экспериментальные образцы в аксиальном направлении, как показано в описанных установках, можно осуществлять различными методами, что не является принципиальным. Это можно сделать с помощью гидравлического или винтового пресса [Л. 11] (см. рис. 2-3); посредством рычажного механизма, усилие на котором создается с помощью груза [Л. 9] (см. рис. 2-2) или винтового устройства [Л. 17] (см. рис. 2-9); а также с помощью грузов, расположенных непосредственно над испытуемыми образцами [Л. 12] (см. рис. 2-5).

Выбор конструкции нагрузочного устройства связан прежде всего с величиной усилия, которое необходимо создать при исследовании термического сопротивления контакта, а также с рядом вопросов, касающихся особенностей эксплуатации экспериментальной установки. При отсутствии необходимости испытаний в вакууме или при различных газовых средах нагрузочное устройство может быть предельно простым (см. рис. 2-2) и основной задачей его разработчика является вопрос обеспечения аксиального приложения нагрузки. Если же при испытаниях необходимо использовать различную среду, т. е. иметь герметичную рабочую камеру, возникает проблема уплотнения подвижных элементов нагрузочного устройства, которая в большинстве случаев решается с помощью сальфонов.

Для измерения величины усилия, приложенного к испытуемым образцам, чаще всего используют динамометры сжатия [Л. 17] (см. рис. 2-11), реже — динамометры растяжения [Л. 16] (см. рис. 2-7). Иногда используют тензометрические устройства [Л. 14] (см. рис. 2-6) и грузы [Л. 12] (см. рис. 2-5). В случае если при исследовании теплоконтактных переходов не требуется нагрузки более $(30 \div 50) 10^5$ Па, удобно использовать нагрузочное устройство в виде груза, расположенного внутри рабочей камеры установки. В этом случае все коммуникации можно выводить через днище рабочей камеры, что существенно облегчает демонтаж и эксплуатацию установки.

Для нагрева и охлаждения испытуемых образцов обычно используют электрические нагреватели и водяные холодильники. Можно также использовать нагреватели с индукционным обогревом.

Одним из основных вопросов, связанных с точностью эксперимента, является метод измерения температуры вдоль испытуемых образцов. Применяемые термопары должны быть тщательно оттарированы, а их корольки заделаны в образцы на строго определенном расстоянии друг от друга и от поверхности контакта. Отклонения от требуемых расчетов должны быть учтены при подсчете величины теплового потока, проходящего через поверхность контактирования. Значения температуры, а также давления и вакуума определяются с помощью обычных измерительных схем и приборов.

Кроме вышеперечисленных типовых установок применяются принципиально отличные от них установки для определения величины термического сопротивления для специфических случаев контактирования, например экспериментальные установки для определения термического сопротивления контакта в условиях низких температур.

Для этой цели была сконструирована специальная экспериментальная установка [Л. 21], которая имела ряд конструктивно новых элементов, позволяющих вести исследования при низких температурах. Установка (рис. 2-13) состояла из сосуда 1 для жидкого кислорода, окруженного охранной камерой 2, залитой также жидким кислородом и служащей для уменьшения побочных притоков тепла к сосуду 1. Толстое медное кольцо 4, припаянное к охранной камере, защищало внутренний сосуд от побочного притока тепла к его поверхности излучением от кожуха 3. Усилие сжатия передавалось через толстостенную составную трубу 5, нижний латунный конец которой упирался в исследуемый образец, а верхний конец из стали 1X18H9T проходил через охранную камеру, текстолитовую опору 6 и стержень 7 из стали 1X18H9T. Усилие создавалось с помощью рычага и грузов. Образец, представляющий собой контактную пару или стопку пластин диаметром 20 мм, опирался на медную проставку 8 на дне кожуха. Температура верхнего образца соответствовала температуре жидкого кислорода, а нижнего была около 280 К. Значение температуры на концах образца измерялось с помощью манганин-кон-

стантановых терморпар 9. С целью предотвращения притока тепла боковые поверхности испытуемого образца тщательно изолировались. Побочный приток тепла к боковым поверхностям образца излучением от кожуха уменьшался с помощью съемного цилиндра 10. В процессе испытаний в рабочей камере установки с помощью адсорбционного насоса поддерживался вакуум порядка

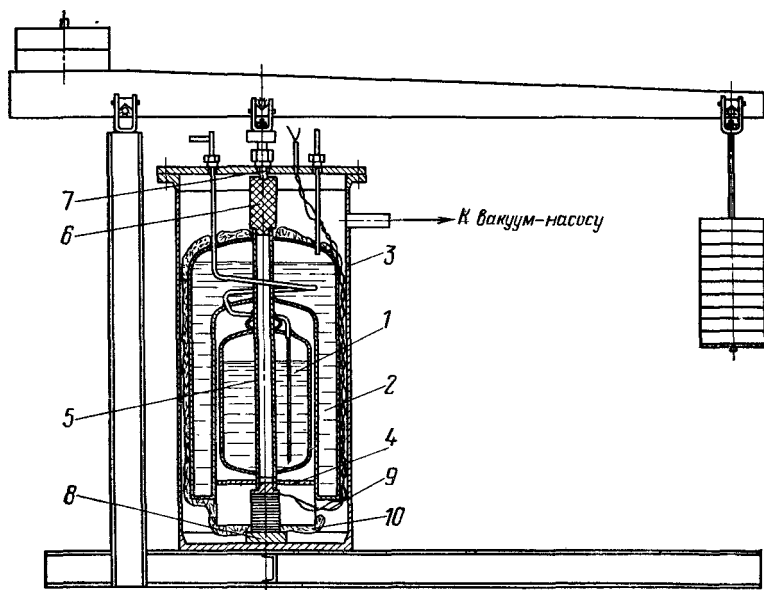


Рис. 2-13. Экспериментальная установка для исследования термического сопротивления контакта при низких температурах.

10^{-2} Па. Термическое сопротивление контакта определялось, как разность замеренного полного термического сопротивления образца и расчетного термического сопротивления образца без учета контакта. Полное термическое сопротивление образца определялось, как отношение разности температур между теплым и холодным концами к тепловому потоку, измеренному по скорости испарения жидкого кислорода при стационарном тепловом режиме с помощью газового счетчика.

К разряду специальных установок для исследования термического сопротивления контакта можно также от-

нести установку [Л. 22], в задачу которой входило определение зависимости термического сопротивления контакта от направления теплового потока. Установка (рис. 2-14) позволяла изменять направление теплового потока при неизменном механическом контакте пары. Между тепломерами 2 помещались опытные образцы 3, имеющие цилиндрическую форму. В верхней и нижней

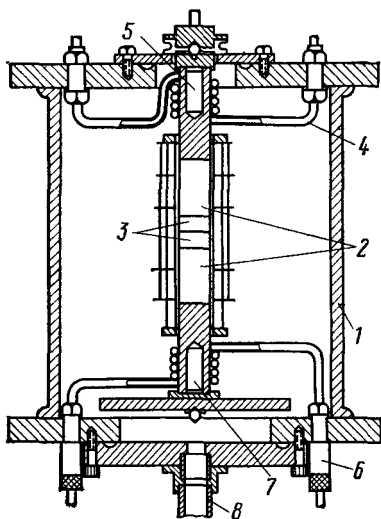


Рис. 2-14. Экспериментальная установка для исследования влияния направления теплового потока на термическое сопротивление контакта.

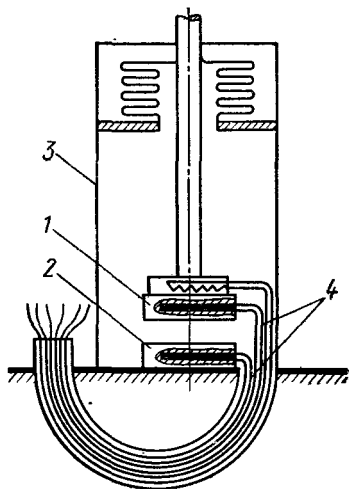


Рис. 2-15. Схема опытной установки.

1 — верхний передвижной блок с электронагревателем; 2 — неподвижный образец; 3 — вакуумная камера; 4 — термопары.

частях установки помещались комбинированные нагреватель и холодильник 5 и 7, которые, включаясь поочередно, обеспечивали различное направление теплового потока при неизменном положении испытуемых образцов. Рабочий участок установки помещался в герметичный кожух 1, через который выводились все коммуникации установки: трубопроводы 4 и 6 для охлаждающей воды и патрубков 8 для откачки воздуха. Все это обеспечивало возможность исследования зависимости величины термического сопротивления контакта от направления теплового потока.

2-2. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КОНТАКТА

С целью экспериментального исследования зависимости термического сопротивления контакта от различных факторов используются также методы нестационарного теплового потока. Впервые нестационарный метод для этой цели был применен в 1939 г. в одной из первых работ по тепловому контакту [Л. 23]. В этой работе приведены результаты исследований тепловой проводимости между контактирующими металлическими поверхностями при высоком вакууме. Опыты проводились на специальной установке, представляющей собой вакуумную камеру с двумя контактирующими металлическими блоками (рис. 2-15). Верхний блок с электронагревателем мог перемещаться в вертикальном направлении. После нагрева до определенной температуры он опускался на нижний блок, температура которого до момента контактирования поддерживалась на определенном уровне. Далее с помощью медноконстантановой термопары определялось снижение температуры верхнего блока. Термическая проводимость контакта вычислялась по формуле

$$\alpha_{\text{конт}} = \frac{C}{F\Delta\tau} \ln \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}, \quad (2-4)$$

где C — теплоемкость верхнего блока; F — номинальная площадь контакта; $\Delta\tau$ — время изменения перепада температур между верхним и нижним блоками от ΔT_1 до ΔT_2 .

В работе имеются указания, подтверждающие установление в процессе испытаний регулярного режима охлаждения. Поэтому можно считать, что приведенная в данной работе методика основана на принципе регулярного теплового режима, разработанного впоследствии Г. М. Кондратьевым [Л. 24].

При относительной простоте этот метод имеет существенный недостаток, заключающийся в том, что для получения мгновенного скачка температуры между соприкасающимися поверхностями последние должны быть быстро соединены между собой, что может изменить их характеристики шероховатости. Поэтому более современные методы нестационарного исследования контактного теплового сопротивления предусматривают неподвижное соединение контактирующих поверхностей,

а изменение разности температуры обеспечивается за счет нестационарного разогрева и охлаждения испытуемых образцов. Например, В. М. Поповым [Л. 18] использован метод нестационарного режима, по которому термическое сопротивление контакта в данный момент времени определялось с помощью выражения

$$R_k = \frac{b(R_b + R_n)}{a - b}, \quad (2-5)$$

где a — скорость подъема температуры на границах образцов, °С/мин; b — величина изменения скорости повышения температуры в контактной зоне, °С/мин; R_b и R_n — термическое сопротивление материала соответственно верхнего и нижнего образцов в данный момент времени (при данной температуре).

Величина изменения скорости повышения температуры в контактной зоне определялась зависимостью

$$b = \frac{\partial T_k(1, \tau)}{\partial \tau} - \frac{\partial T_k(0, \tau)}{\partial \tau_1}$$

и находилась методом линейной экстраполяции зависимости $\partial T / \partial \tau = f(i)$ в зоне контакта, где i — относительная координата.

Термическое сопротивление материала определялось по формулам

$$R_b = \frac{\Delta_1}{\bar{\lambda}_b}; \quad R_n = \frac{\Delta_2}{\bar{\lambda}_n},$$

где $\bar{\lambda}_b$ — приведенная теплопроводность верхнего образца,

$$\bar{\lambda}_b = \frac{2\lambda_{(T_1)}^b \lambda_{(T_1)}^b}{\lambda_{(T_1)}^b + \lambda_{(T_1)}^b};$$

Δ_1 — расстояние между 1-й точкой измерения температуры и контактной плоскостью; $\bar{\lambda}_n$ — приведенная теплопроводность нижнего образца,

$$\bar{\lambda}_n = \frac{\lambda^n(T_5) \lambda^n(T_8)}{\lambda^n(T_5) + \lambda^n(T_8)};$$

Δ_2 — расстояние между плоскостью контакта и 8-й точкой замера температуры.

Одним из методов нестационарного нагрева с целью исследования термического сопротивления контакта мо-

жет быть разрядка батареи емкостей через систему двух пластин [Л. 25]. В этом случае изменение температурного перепада в контакте создается за счет внезапного разогрева испытуемых образцов. Анализ этого довольно сложного метода эксперимента показывает, что несмотря на то, что испытуемые образцы находятся в хорошем

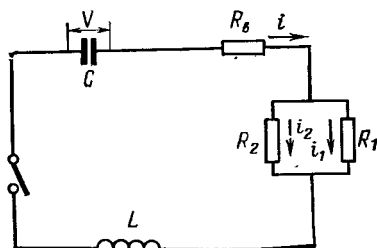


Рис. 2-16. Контур для создания нестационарного теплового потока.

электрическом контакте, их температурное поле зависит как от толщины, так и от физических характеристик материала. Конденсатор и система параллельных пластин могут быть представлены $L-R-C$ -контуром, изображенным на рис. 2-16, где C —батарея емкостей, R_B —

электрическое сопротивление этой батареи, L — индуктивная катушка, R_1 и R_2 — электрическое сопротивление испытуемых пластин.

В соответствии со схемой (рис. 2-16) можно записать выражение для тока

$$i = \frac{CV}{b} (a^2 + b^2) e^{-at} \sin bt, \quad (2-6)$$

где

$$a = \frac{R_B + R_{12}}{2L};$$

b — частота тока, задаваемая уравнением

$$b = \frac{1}{LC} - \frac{(R_B + R_{12})^2}{4L^2};$$

R_{12} — сопротивление параллельных пластин

$$R_{12} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}.$$

Так как $iR_{12} = i_1 R_1 = i_2 R_2$, то

$$i_1 = \frac{i R_2}{R_1 + R_2}; \quad i_2 = \frac{i R_1}{R_1 + R_2}.$$

Отсюда

$$i_1 = \frac{CV}{b} (a^2 + b^2) e^{-a\tau} \sin b\tau \frac{R_2}{R_1 + R_2}. \quad (2-7)$$

Джоулево тепло можно описать соотношением

$$i^2 R = MC_p \frac{dT}{d\tau} \frac{1}{J}. \quad (2-8)$$

Подставляя (2-7) в (2-8), получим:

$$MC_p \int_0^T dT = \left[\frac{R_2^2 C^2 V^2 (a^2 + b^2) R_1 J}{(R_1 + R_2)^2 b^2} \right] \int_0^\tau e^{-2a\tau} \sin^2 b\tau d\tau. \quad (2-9)$$

Вычисляя интеграл, содержащий время, получим:

$$\begin{aligned} \int_0^\tau e^{-2a\tau} \sin^2 b\tau d\tau &= \frac{b^2}{4a(a^2 - b^2)} \times \\ &\times \left\{ 1 - \left[\frac{2a^2}{b^2} \sin^2 b\tau + \frac{a}{b} \sin 2b\tau + 1 \right] e^{-2a\tau} \right\}. \end{aligned} \quad (2-10)$$

С учетом этого результата можно получить зависимость для изменения температуры

$$(T - T_0)_1 = \left[\frac{R_2^2 R_1 J}{(R_1 + R_2)^2} \right] \left[\frac{C^2 V^2}{MC_p} \right] \frac{a^2 + b^2}{4a} A, \quad (2-11)$$

где A — выражение в фигурных скобках в соотношении (2-10).

После подстановки выражений для a , b и M в (2-11) получим:

$$\begin{aligned} (T - T_0)_1 &= \left[\frac{JR_2 R_1}{(R_1 + R_2)^2} \right] \left[\frac{R_2 CV^2}{\rho_1 V_1 C_{p1} (R_B + R_{12})} \right] A; \\ (T - T_0)_2 &= \left[\frac{JR_2 R_1}{(R_1 + R_2)^2} \right] \left[\frac{R_1 CV^2}{\rho_2 V_2 C_{p2} (R_B + R_{12})} \right] A. \end{aligned} \quad (2-12)$$

Так как обычно $a \ll b$, член с $\sin b\tau$ будет пренебрежимо мал и уравнения (2-12) существенно упростятся. Обозначив члены первых двух скобок уравнений (2-12) соответственно через T_{m1} и T_{m2} , получим:

$$(T - T_0)_1 = T_{m1} (1 - e^{-2a\tau}); \quad (2-13)$$

$$(T - T_0)_2 = T_{m2} (1 - e^{-2a\tau}). \quad (2-14)$$

Если $\tau \rightarrow \infty$,

$$(T - T_0)_1 \rightarrow T_{m1} = T_1 - T_0$$

и

$$(T - T_0)_2 \rightarrow T_{m2} = T_2 - T_0,$$

т. е.

$$T_1 - T_0 = \frac{CV^2}{2} \frac{JR_2}{(C_p \rho V)_1} \left[\frac{R_1 R_2}{(R_2 + R_1)^2 (R_B + R_{12})} \right]; \quad (2-15)$$

$$T_2 - T_0 = \frac{CV^2}{2} \frac{JR_1}{(C_p \rho V)_2} \left[\frac{R_1 R_2}{(R_2 + R_1)^2 (R_B + R_{12})} \right]. \quad (2-16)$$

Поделив уравнение (2-15) на (2-16), получим:

$$\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} = \frac{(C_p \rho V)_2 R_2}{(C_p \rho V)_1 R_1}.$$

Обозначив удельный объем $V = \omega l S$ и сопротивление $R = \sigma \cdot l / \omega S$, получим:

$$\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} = \frac{(C_p \rho \sigma)_2}{(C_p \rho \sigma)_1} \left(\frac{l_1}{l_2} \right)^2. \quad (2-17)$$

Для случая, когда $l_1 = l_2$,

$$\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} = \frac{(C_p \rho \sigma)_2}{(C_p \rho \sigma)_1}. \quad (2-18)$$

Уравнение (2-18) показывает, что отношение изменений температуры зависит только от физических свойств материала. Так, например, для комбинации алюминий и нержавеющая сталь нагрев алюминия будет происходить в 20—40 раз быстрее, чем стали.

Г. Ф. Мучником и И. Г. Мееровичем предложен новый оригинальный метод [Л. 26] экспериментального определения термического сопротивления контакта с помощью нестационарного теплового потока. Авторы рассматривали закономерности нестационарной теплопроводности в слоистых телах. Для этого использовались свойства поля тепловых потоков и температурного поля в так называемом «квазистационарном» режиме с несимметричными граничными условиями. Этот режим наступает в слоистом теле через определенный промежуток времени, если на одной стороне температура среды или поверхности меняется во времени по линейному закону, а на другой строго поддерживается постоянной. Для большей наглядности сначала рассматривается ква-

зистационарный режим на примере пластины при граничных условиях первого рода и постоянных теплофизических параметрах [Л. 26]

$$v|_{x=0} = v_0 + b\tau;$$

$$v|_{x=L} = v_0; v|_{\tau=0} = v_0.$$

Если температура отсчитывается от начального значения $t = v - v_0$, то краевые условия примут вид:

$$t|_{x=0} = b\tau; t|_{x=L} = 0; t|_{\tau=0} = 0.$$

Если $N = (L - x)/L$, то

$$t(N, \tau) = bN\tau - \frac{bNL^2}{6a} [1 - N^2] - \\ - \frac{bL^2}{a} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2(-1)^p}{v_p^3} \sin v_p N \exp\left(-v_p^2 \frac{a\tau}{L^2}\right). \quad (2-19)$$

При некотором значении τ_0 и соответствующем ему значении числа Фурье

$$Fo_0 = \frac{a\tau_0}{L^2}$$

температурное поле в пластине описывается следующим простым соотношением:

$$t(N, \tau) = bN\tau - \frac{bNL^2}{6a} [1 - N^2], \quad (2-20)$$

что и характеризует наступление квазистационарного режима.

Поле скоростей изменения температуры в этом случае выразится следующей зависимостью:

$$d(N, \tau) = \frac{\partial t(N, \tau)}{\partial \tau} = bN + b \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2(-1)^p}{v_p^3} \sin v_p N \times \\ \times \exp\left(-v_p^2 \frac{a\tau}{L^2}\right), \quad (2-21)$$

т. е. при $\tau = \tau_0$ оно не зависит от времени и в каждой точке является постоянным:

$$d(N, \tau) = bN = \text{const.}$$

Распределение $d(N, \tau)$ подобно распределению температур в этой же пластине при стационарном режиме. Действительно, при постоянной температуре на границе t_r будем иметь:

$$t(N, \tau) = t_r N + t_r \sum_{p=0}^{\infty} \frac{2(-1)^p}{v_p} \sin v_p N \exp\left(-v_p^2 \frac{a\tau}{L^2}\right). \quad (2-22)$$

Таким образом, выражения (2-21) и (2-22) тождественны, если вместо t_r подставить b . Далее согласно закону Фурье определяется плотность теплового потока через пластину

$$q = -\lambda \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x}. \quad (2-23)$$

Продифференцировав (2-19) по x и подставив результат в (2-23), получим:

$$q = b \frac{\lambda}{L} \tau - \lambda \frac{bL}{6a} + \frac{bN^2 L}{2a} \lambda + \\ + \frac{\lambda b L}{a} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2(-1)^p}{v_p^2} \cos v_p N \exp\left(-v_p^2 \frac{a\tau}{L^2}\right). \quad (2-24)$$

При $\tau > \tau_0$, учитывая, что $\lambda/C\gamma = a$, получим:

$$q = b \frac{\lambda}{L} \tau - \left[b \frac{LC\gamma}{6} - b \frac{LC\gamma}{2} N^2 \right]. \quad (2-25)$$

Отсюда видно, что тепловой поток можно разделить на две части: в первую входит только λ , во вторую — C , т. е. $q = q_{\text{тр}} + q_{\text{погл}}$, где

$$q_{\text{тр}} = \frac{\lambda}{L} b \tau; \quad (2-26)$$

$$q_{\text{погл}} = b \left[\frac{LC\gamma}{2} N^2 - \frac{LC\gamma}{6} \right]. \quad (2-27)$$

Транзитный поток не меняется по координате и определяется по тем же формулам, что и стационарный поток. Величина $b \tau$ есть разность температур по толщине пластины в каждый момент времени. Транзитный поток линейно меняется во времени и тем отличается от стационарного. При отсутствии зависимости λ от t транзитному потоку соответствует линейное распределение t по x в каждый момент времени.

Поток поглощения, изменяясь по координате по параболе, остается постоянным в каждой точке в течение разогрева. Он определяется величиной b и аккумулярующими свойствами пластины ($CL\gamma$).

При охлаждении с постоянной скоростью также наступает квазистационарный режим. В этом случае распределение скоростей изменения температуры такое же, как при нагреве, но с обратным знаком. Соответственно этому можно выделить транзитный поток охлаждения, определяемый теми же закономерностями, что и при нагреве, и одинаково с ним направленный и равный в сходственные моменты времени. Распределение температур по координате при охлаждении, соответствующее транзитному потоку, в сходственные моменты времени накладывается на такое же распределение при нагреве. Поток поглощения имеет обратный знак, как и его температурное поле.

Анализ показывает [Л.26], что закономерности протекания тепловых процессов в многослойной системе не имеют принципиальных отличий от этих процессов в пластине. В некоторых случаях многослойная система подобна однослойной, например в регулярном режиме первого рода все слои ее имеют один и тот же темп охлаждения.

Поле скоростей изменения температуры в многослойной системе определяется простым законом

$$d_t(N, \tau) = bP_{0,t}(N). \quad (2-28)$$

Так как все закономерности, определяемые прохождением стационарного потока через многослойную систему, могут быть отнесены к полю скоростей $d(N)$ в квазистационарном режиме, то в последнем можно выделить некоторую постоянную величину P , соответствующую стационарному тепловому потоку q , не зависящую от времени и координаты и одинаковую для всех слоев многослойной системы. Величина P рассчитывается по тем же формулам, что и стационарный тепловой поток, но только вместо разностей температур подставляется разность скоростей по координате:

$$P = \frac{b}{R_1 + R_2 + \dots + R_n},$$

где $R_i = \delta_i / \lambda_i$.

Величина разностей скоростей в каждом слое прямо пропорциональна толщине слоя и обратно пропорциональна коэффициенту теплопроводности. Скорости по толщине каждого слоя меняются линейно, причем угол наклона прямой определяется термическим сопротивлением слоя.

Выражение для поля тепловых потоков в многослойной системе после наступления квазистационарного режима записывается в следующем виде:

$$q_i = \lambda_i \left[\frac{dP_{0,i}}{dx} \tau + \frac{dP_{1,i}}{dx} \right].$$

Используя основной принцип выделения транзитного теплового потока (в его выражение входит только коэффициент теплопроводности), найдем, что в каждом слое многослойной системы транзитный тепловой поток характеризуется одной и той же величиной

$$q_{\text{тр}} = \frac{b\tau}{R_1 + R_2 + \dots + R_n}. \quad (2-29)$$

Нетрудно установить тождественность (2-29) с выражением стационарного теплового потока через эту систему, но в отличие от последнего транзитный тепловой поток меняется во времени линейно.

Поток поглощения в многослойной системе, имея значительно более сложное выражение, чем поток поглощения в пластине, сохраняет тем не менее все основные закономерности последнего. Например, для третьего слоя трехслойной системы при граничных условиях первого рода поток поглощения имеет вид:

$$q_{\text{погл}} = b \left[\frac{1}{2} \frac{M_3}{R_3} \frac{N_3^2}{\frac{R_1}{R_3} + \frac{R_2}{R_3} + 1} - \frac{B_3}{\left(\frac{R_1}{R_3} + \frac{R_2}{R_3} + 1 \right)^2} \right]; \quad (2-30)$$

$$\begin{aligned} B_3 = & \frac{1}{6} \frac{R_1}{R_3} \frac{M_1}{R_3} + \frac{1}{6} \frac{R_2}{R_3} \frac{M_2}{R_3} + \frac{1}{6} \frac{M_3}{R_3} + \frac{1}{2} \frac{R_2}{R_3} \frac{M_1}{R_3} + \\ & + \frac{1}{2} \frac{M_1}{R_3} + \frac{1}{2} \frac{R_1}{R_3} \frac{M_2}{R_3} + \frac{1}{2} \frac{R_1}{R_3} \frac{M_1}{R_3} + \frac{1}{2} \frac{R_2}{R_3} \frac{M_3}{R_3} + \\ & + \frac{1}{2} \frac{M_2}{R_3} + \frac{R_1}{R_2} \frac{M_2}{R_3}. \end{aligned} \quad (2-31)$$

Как следует из (2-30), в выражение для потока поглощения входят не только теплоемкость, но и все теплофизические параметры системы в виде комплексов R_i/R_n или M_i/R_n .

При охлаждении многослойной системы с постоянной скоростью, равной скорости нагрева, наступает квазистационарный режим, в котором поле скоростей изменения температур образуется по тому же закону, что и при нагреве, но имеет обратный знак. Поле температур, обусловленное прохождением транзитного потока при охлаждении, накладывается на соответствующее поле при нагреве; температуры, определяемые прохождением потока поглощения при нагреве и охлаждении в каждой точке, равны по абсолютной величине, но имеют противоположные знаки.

В случае зависимости физических параметров от температуры при малых значениях критерия Предводителя

$$Pd = \frac{bL^2}{a^*t_{\text{макс}}},$$

где a^* — обобщенный коэффициент температуропроводности; L — общая толщина пластины или многослойной системы, общее температурное поле приближается к полю транзитного потока.

Таким образом, для случая, когда на одной границе пластины или многослойной системы температура среды меняется по линейному закону, а на другой поддерживается постоянной, установлены следующие обобщенные закономерности квазистационарного режима при несимметричных граничных условиях:

1. Распределение скоростей изменения температуры во времени по толщине пластины или многослойной системы соответствует стационарному распределению температуры в этой же пластине или многослойной системе с учетом переменного коэффициента теплопроводности.

2. В общем тепловом потоке, протекающем через систему, можно выделить транзитный поток, имеющий то же аналитическое выражение, что и стационарный поток через эту систему, определенный с учетом переменного коэффициента теплопроводности.

3. В общем температурном поле можно выделить температурное поле, обусловленное прохождением транзитного теплового потока и совпадающее со стационарным

температурным полем в этой же системе, определенным с учетом переменного коэффициента теплопроводности.

Выделение поля транзитного потока достигается путем проведения опытов в режиме нагрева и последующего охлаждения с постоянной скоростью b в обоих направлениях. В этом случае $t_{тр}$ совпадают, а $t_{полг}$, как противоположные по знаку, уничтожаются. В итоге среднеарифметическое значение температуры в период нагрева и охлаждения в сходственные моменты времени есть температура транзитного потока.

Для применения закономерностей квазистационарного режима к исследованию термического сопротивления контакта необходимо рассмотреть особенности контактного теплообмена в нестационарном режиме. Припишем зоне контактного перехода свойства некоторого фиктивного слоя, имеющего определенную толщину δ , теплопроводность λ и температуропроводность a . В этом случае для описания нестационарных процессов в системе неидеально контактирующих тел можно применить закономерности, полученные для многослойной системы, в которой не менее трех слоев. Анализ этих закономерностей показывает, что во всех случаях коэффициент теплопроводности λ входит только в выражение $R = \delta/\lambda$, а коэффициент температуропроводности — в выражение $M = \delta^2/a$.

Так как нас интересует не температурное поле в зоне контакта, а перепад температуры на границе, то достаточно определить R и M . Величина R — это контактное термическое сопротивление, а M — «характеристическое время», которое определяет темп перестройки температурного поля под влиянием возмущающего воздействия или время, за которое температура на правой границе слоя достигает температуры на левой границе в данный момент времени. В контактном зазоре величина M должна определяться инерционными свойствами как среды, заключенной между выступами шероховатостей, так и металла в объеме области стягивания линий теплового тока. Таким образом, при использовании квазистационарного режима с несимметричными граничными условиями все свойства, связанные с коэффициентом температуропроводности, в том числе и с коэффициентом теплоинерции зазора M , выпадают из рассмотрения. Приписав при постановке задачи поверхности соприкосновения свойства слоя, можно прийти к выводу, что в квазистационар-

ном режиме при определении поля скоростей изменения температур, вызываемого прохождением транзитного теплового потока, контактный слой может характеризоваться лишь одной величиной — термическим сопротивлением контакта.

С целью экспериментального определения термического сопротивления контакта методом квазистационарного режима [Л. 27] была создана специальная экспериментальная установка. Установка, схема которой представлена на рис. 2-17, состояла из следующих основных

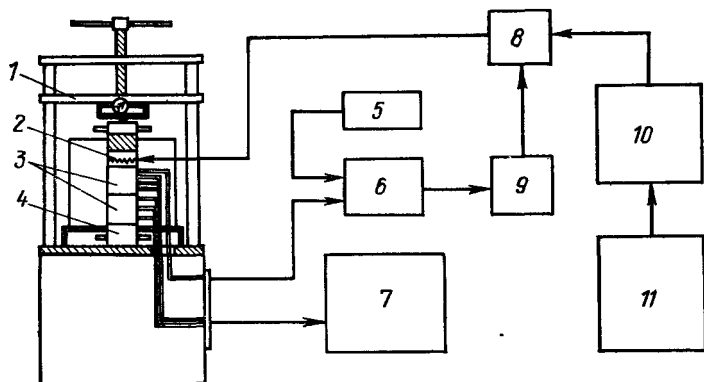


Рис. 2-17. Принципиальная схема установки.

1 — винтовой пресс; 2 — нагреватель; 3 — образцы; 4 — холодильник; 5 — датчик; 6 — электронный регулирующий потенциометр; 7 — электронный самопишущий потенциометр; 8 — магнитный пускатель; 9 — устройство обратной связи; 10 — регулятор напряжения; 11 — стабилизатор напряжения.

элементов: рабочей части установки, системы автоматики для осуществления нагрева и охлаждения с постоянной скоростью, системы измерения и записи температур.

Рабочая часть установки и система измерения и записи температур не имели принципиальных отличий по сравнению с установками, использующими для исследования термического сопротивления контакта метод стационарного теплового режима.

С целью обеспечения нагрева образцов с постоянной скоростью был разработан новый метод [Л.27], основанный на свойстве затухания тепловых волн при прохождении их в глубь тела. Авторами установлено, что если осуществить нагрев тела по закону

$$t_n = b\tau + t_m \cos \omega\tau,$$

то при достаточно высокой частоте колебаний и соответственно при достаточно большом значении критерия Предводителя уже при малом удалении от поверхности температура будет расти по линейному закону. Это дает возможность получить линейный нагрев с большой точностью и в широком диапазоне температур, используя простейшее двухпозиционное регулирование. Регулятором в установке служил электронный регулирующий потенциометр ПЕР-1-01 (рис. 2-17). В качестве задатчика использовался линейный потенциометр 6, движок которого выводился с постоянной скоростью с помощью синхронного двигателя, обеспечивая линейное изменение падения напряжения. Разность между падением напряжения на задатчике и э. д. с. регулирующей термопары подавалась на вход электронного потенциометра, который осуществлял двухпозиционное регулирование. В случае, если величина падения напряжения на задатчике была меньше или больше э. д. с. термопары, соответственно выключался или включался с помощью магнитного пускателя 8 нагреватель 4. С целью уменьшения амплитуды температурных колебаний система автоматики была снабжена релейной схемой, обеспечивающей жесткую обратную связь. В релейной схеме (рис. 2-18) использовались два контакта регулирующего электрического потенциометра ЭПП-1 и ЭПП-2, причем кулачки, замыкающие эти контакты, были несколько сдвинуты один относительно другого так, что ЭПП-1 при достижении некоторой величины э. д. с. размыкался, а ЭПП-2 при несколько большей э. д. с. замыкался. Таким образом, при охлаждении осуществлялось предварительное включение нагревателя, когда э. д. с. термопары еще превышала падение напряжения на задатчике, а выключение нагревателя при нагреве осуществлялось при отсутствии разбаланса в измерительной системе, что позволило существенно уменьшить амплитуду колебаний. Задатчик, схема которого представлена на рис. 2-19, выполнен в виде барабана 5, изготовленного из оргстекла, с винтовой канавкой. На дно канавки была уложена тщательно очищенная марганцовая проволока 6, выводы которой припаяны к двум токосъемным кольцам 1. Барабан приводился в равномерное вращательное движение с помощью синхронного моторчика Уоррена 4. Движок задатчика представлял собой скользящий контакт 2, корпус которого размещался в винтовой цилинд-

дрической канавке. При вращении барабана движок скользил по манганиновой проволоке и одновременно совершал поступательное движение по своей направляющей 3. Скользящий контакт был изготовлен из серебра. В задатчике была предусмотрена возможность как увеличения падения напряжения, так и его уменьшения.

Электрический малоинерционный нагреватель установки был выполнен вместе с верхним испытуемым образцом и изготовлен из нихромовой ленты в виде архимедовой спирали, что обеспечивало относительно большую электрическую мощность при малом объеме.

К боковым поверхностям по образующей приваривались термопары. Производился нагрев образцов с постоянной скоростью, затем, после достижения максимальной температуры, производилось их охлаждение с той же скоростью. При рассмотрении кривых изменения температуры во всех точках образцов при нагреве и охлаждении на кривой подъема температуры граничной поверхности фиксировалось некоторое значение τ , при котором определялось распределение температуры по координате. Практически это осуществлялось проведением горизонтали на диаграмме через некоторую точку a (рис. 2-20). Затем через точку a проводилась вертикаль до пересечения с кривой охлаждения граничной поверхности в точке b . Таким образом, находился момент времени $\theta_1 = \tau_{\text{макс}} - \tau_1$, при котором также определялись значения температур по толщине образцов, что осуществлялось проведением горизонтали через точку b .

Среднеарифметические значения соответствующих пар температур при нагреве и охлаждении

$$t_1 = \frac{t'_1 + t''_1}{2}, \quad t_2 = \frac{t'_2 + t''_2}{2}$$

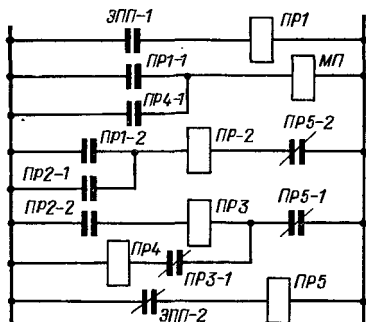


Рис. 2-18. Релейная схема устройства обратной связи.

представляют собой распределение температур, вызванное прохождением транзитного потока через образцы, и соответствуют стационарному температурному полю, поэтому дальнейшая обработка опытных данных могла проводиться так же, как в методах стационарного теплового режима. Значение температур наносится на график,

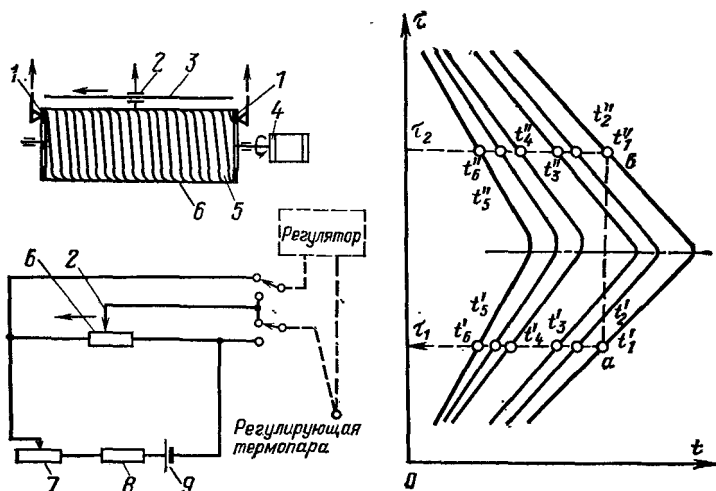


Рис. 2-19. Схема задатчика.

1 — токосъемные кольца; 2 — скользящий контакт; 3 — направляющая; 4 — синхронный двигатель; 5 — барабан; 6 — манганиновая проволока; 7 — переменное сопротивление; 8 — постоянное сопротивление; 9 — источник постоянной э. д. с. (батарея).

Рис. 2-20. Диаграмма изменения температуры во времени.

где по оси абсцисс отложены координаты точек измерения, а по оси ординат — значения температуры. Перепад температур в зоне контакта находился так же, как и при стационарном режиме, методом графической экстраполяции.

Величина теплового потока, протекающего через зону контакта, определялась по формуле

$$q_{cp} = \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda_l}{\delta_{ab}} \Delta t_{ab} + \frac{\lambda_r}{\delta_{cd}} \Delta t_{cd} \right], \quad (2-32)$$

а термическое сопротивление контакта

$$R_t = \frac{\Delta t_k}{q_{cp}}. \quad (2-33)$$

Описанные методы экспериментального исследования термического сопротивления контакта с помощью нестационарного теплового потока значительно сложнее стационарных, но имеют существенные преимущества. Они являются незаменимыми в случае необходимости массовых экспериментальных проверок термического сопротивления контактов, так как сокращают время на эксперимент в десятки раз. Кроме того, нестационарные методы дают возможность получить плавную зависимость термического сопротивления контакта от температуры.

Глава третья

РАЗВИТИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО КОНТАКТНОМУ ТЕПЛООБМЕНУ [Л. 3]

3-1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ РАННЕГО ПЕРИОДА

Вопрос о контактном теплообмене впервые был поднят еще в начале нашего века. Для наиболее полного представления об основных положениях контактного теплообмена необходимо рассмотреть те экспериментальные и теоретические работы, результаты которых послужили основой для формирования современных взглядов на природу контактного термического сопротивления.

В 1906 г. были опубликованы результаты Отта [Л. 28], исследовавшего термическое сопротивление пакета листов из трансформаторного железа с бумажными прослойками. Этими опытами было установлено значительное отличие термического сопротивления пакета от его значения, подсчитанного по обычному уравнению теплопроводности для многослойной стенки. Теплопроводность пакета без учета термического сопротивления контакта можно характеризовать так называемым средним, или приведенным коэффициентом теплопроводности $\lambda_{\text{ср}}$, под которым понимается коэффициент теплопроводности однородной пластины, определяемый соотношением

$$\lambda_{\text{ср}} = \frac{\Delta}{n \sum_{i=1} (\delta_i / \lambda_i)}, \quad (3-1)$$

где Δ — толщина пакета; δ_i и λ_i — толщина и коэффициент теплопроводности отдельных слоев пакета.

Для пакетов из листов трансформаторного железа толщиной 0,5 мм с коэффициентом теплопроводности около 50 Вт/(м·К) с прослойками из бумаги толщиной 0,05 мм с коэффициентом теплопроводности около 0,1 Вт/(м·К) эта величина составляла 1,05 Вт/(м·К).

Опытные значения приведенного коэффициента теплопроводности отличались от расчетного [$\lambda = 1,05$ Вт/(м·К)] и зависели от сжатия

листов пакета (табл. 3-1). Для гладких листов (спрессованных) это отличие было меньше [$\lambda_{\text{ср}} = 0,86 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$] и влияние давления обнаружено не было.

Возникновение дополнительного термического сопротивления, вызвавшего снижение приведенного коэффициента теплопроводности пакета, объяснялось наличием тонких прослоек воздуха, разделяющих на всем протяжении соприкасающиеся поверхности. Отсутствие каких-либо данных о состоянии поверхностей листов исключало возможность использования полученных данных в расчетной практике.

Таблица 3-1

Зависимость приведенного коэффициента теплопроводности пакета из листов трансформаторного железа от давления сжатия

Давление сжатия ($p \cdot 10^{-5}$ Па)	0,16	0,79	1,43	2,20	3,25
Опытное значение коэффициента теплопроводности, Вт/(м·К)	0,326	0,382	0,386	0,396	0,40

Однако эти опыты со всей очевидностью показали наличие термического контактного сопротивления и невозможность пренебрегать им в многослойных телах.

В работах Берретта [Л. 29, 30], относящихся к 1914—1915 гг., исследовалось термическое сопротивление конического соединения различных металлов. Производилось измерение перепада температур между массивным медным блоком и стержнем при непосредственном соединении и при соединении через промежуточный конус, который выполнялся из различных металлов. Разность показаний указывала на наличие контактного сопротивления и позволяла оценить его величину. Было установлено, что это сопротивление не зависит от температуры (в пределах 17—100 °С) и слабо зависит от теплопроводности материала. Не было замечено разницы и в случае, когда конусный конец стержня был омеднен. На основании этих данных был сделан вывод о том, что термическое сопротивление стыка, вероятнее всего, обусловлено наличием тонкой прослойки воздуха между соприкасающимися поверхностями. Это предположение подтверждалось тем, что введение в стык масла вдвое снижало перепад температур.

В 1919 г. Тейлор [Л. 31] экспериментально установил наличие температурного скачка в плоскости стыка двух тел при прохождении через него теплового потока.

Несмотря на то, казалось бы, на очевидный факт наличия термического сопротивления контакта, этому вопросу долго не уделялось достаточного внимания. Вновь к экспериментальному исследованию контактного теплообмена вернулись в 1939 г., когда были опубликованы результаты исследования тепловой проводимости между контактирующими металлическими поверхностями при высоком вакууме [Л. 23]. Исследовались образцы из золота, серебра и меди. Опыты проводились при температуре контактной зоны +25 °С и при —195 °С (температура кипения азота). Поверхность соприкасающихся поверхностей тщательно полировалась. Были получены опытные дан-

ные о зависимости термического сопротивления контакта от давления. Ввиду того, что даже незначительный след смазки контактной поверхностью резко увеличивал проводимость стыка, особенно при низких температурах, в работе уделялось большое внимание очистке поверхностей контакта перед опытами. Полученные экспериментальные данные представлены на рис. 3-1. Они указывают на зависимость проводимости контакта от нормальной нагрузки на поверхность. Выпадение опытных точек при нулевом сжатии объяснялось тем, что часть тепла передавалась за счет радиации. Это предположение подтверждалось дополнительным экспериментом, при котором один образец отодвигали от другого на несколько миллиметров. В этом случае получалось то же значение проводимости, что и при нулевой нагрузке [радиационная проводимость составляла величину порядка $10,4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$]. Значительное снижение проводимости стыка при низких температурах объяснялось образованием адсорбционных пленок. Было отмечено существенное влияние окисной пленки на величину проводимости контакта золотых и медных образцов.

Данная работа была далека от запросов инженерной практики как по выбору контактирующих пар металлов — золото, серебро, медь, так и по чистоте обработки поверхностей, поэтому ее можно рассматривать только с точки зрения экспериментального подтверждения наличия термического контактного сопротивления даже при соприкосновении тщательно обработанных поверхностей металлов с высокой теплопроводностью. Интерес представляет также методика постановки и проведения опытов, основанная на регулярном режиме охлаждения тел. Недостатком работы были малые нагрузки на контакте, при которых малейшая неидентичность обработок контактирующих поверхностей могла совершенно исказить полученные результаты. Этим, по-видимому, в значительной степени можно объяснить тот факт, что медь, теплопроводность которой больше, чем золота [соответственно 281 и 229 $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$], дала меньшую проводимость. Объяснить это только большим окислением поверхности меди, учитывая, что опыты проводились в глубоком вакууме и принимались тщательные меры по очистке контактных поверхностей, не представляется возможным.

Более детальное исследование термического сопротивления контакта металлических поверхностей в условиях вакуума и сверхнизких температур провел в 1951 г. Н. В. Заварицкий [Л. 32, 33].

Постановка исследований была вызвана следующим. В ряде физических экспериментов при низких температурах часто приходит-

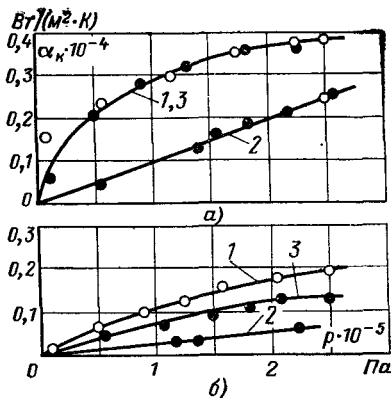


Рис. 3-1. Результаты опытов Джексона и Старра.

а — температура контакта $+25^\circ \text{C}$; б — температура контакта -195°C ; 1 — серебро; 2 — медь; 3 — золото.

ся осуществлять тепловой контакт исследуемого тела с окружающей средой с последующей тепловой изоляцией тела. Обычно тепловой контакт со средой осуществляется теплопроводностью газа, заполняющего камеру с образцом. Последующая теплоизоляция достигается откачкой камеры до высокого вакуума. Эта весьма длительная операция многократно повторяется и создает определенные неудобства. Поэтому была предпринята попытка заменить газовый тепловой контакт механическим. В работе [Л. 33] исследовался тепловой контакт между конусообразными поверхностями двух медных образцов (поверхности обрабатывались на токарном станке резцом). Верхний образец был снабжен электронагревателем и термометром сопротивления, нижний укреплялся на дне камеры и играл роль холодильника (температура его совпадала с температурой окружающей среды). Камера размещалась в дюаре, заполненном жидким гелием, и откачивалась до давления 1,3 Па. Опыты заключались в измерении мощности нагревателя и температуры верхнего образца при различных условиях соприкосновения. По перепаду температур между верхним образцом и гелием и мощности нагревателя определялась проводимость контакта.

Было установлено, что проводимость контакта прямо пропорциональна усилию сжатия поверхностей (давление на контакте доходило до $40 \cdot 10^5$ Па). При разгрузке проводимость контакта вначале уменьшалась незначительно, а затем резко падала. Возможной причиной этого считалась остаточная деформация соприкасающихся поверхностей. Разброс опытных данных при повторной нагрузке не превышал 10%. Не менее интересным оказалось и то, что при гелиевых температурах (между 2 и 4 К) проводимость контакта при постоянном сжатии изменялась пропорционально квадрату абсолютной температуры.

В работе [Л. 33] был сделан вывод, что тепловая проводимость контакта обусловлена в основном передачей тепла через непосредственный контакт между поверхностями. Одновременно отмечалось, что повышение давления гелия в камере до 13 Па увеличивало проводимость контакта в 3 раза (при нагрузке $30 \cdot 10^5$ Па). Это убедительно показывает, какой существенный вклад в проводимость контакта может внести проводимость среды даже при соприкосновении металлических деталей с высокой теплопроводностью.

Действительно, при сверхнизких температурах лучистый теплообмен полностью устраняется, а при давлениях в камере порядка 1 Па теплопроводность газа пренебрежимо мала. Поэтому единственно возможным механизмом передачи тепла от одного тела к другому является теплопроводность в местах фактического касания. Наличие же в камере гелия, даже при давлении 10 Па, уже создает ощутимую проводимость газовой прослойки.

Результаты работы [Л. 33] были в дальнейшем дополнены и углублены в исследовании Бермана [Л. 34], опубликованном в 1956 г.

В работе изучалось термическое сопротивление плоского контакта металлических поверхностей при сверхнизких температурах в вакууме (10^{-2} Па). Преследовалась цель получить данные для проектирования физической аппаратуры с использованием механического теплового контакта и лучше изучить механизм теплопередачи через соединения между двумя твердыми телами. В опытах использовались два медных цилиндрических образца диаметром 10 мм, которые соприкасались торцами. Образцы с термометрами

сопротивления размещались в вакуумной камере, которая опускалась в дюар с жидким гелием или азотом. Ряд опытов был проведен при комнатной температуре. Верхний образец соприкасался с нагревателем, а нижний опирался на дно камеры. Усилие сжатия образцов изменялось.

Результаты опытов во многом совпадали с результатами предыдущей работы. В частности, был подтвержден вывод о квадратичной зависимости термической проводимости контакта от температуры при гелиевых температурах (2—4 К)¹. Интересно отметить, что результат был получен для различных материалов, хотя зависимость их теплопроводности при гелиевых температурах была близка к линейной. Этой закономерности не было дано удовлетворительного объяснения.

Рассматриваемая работа интересна еще в том отношении, что при ее проведении одновременно определялись тепло- и электропроводность контакта при различных усилиях сжатия. Оказалось, что термическая проводимость контакта всегда значительно выше той, которая может быть рассчитана по электропроводности контакта согласно закону Видемана — Франца. Этот факт и различный характер изменения обеих проводимостей при изменении нагрузки говорят о том, что значительная часть теплового потока проходит через неэлектропроводные места фактического контакта. Поэтому даже в условиях вакуума, когда отсутствует тепловая проводимость среды, опыты по определению электропроводности контакта не могут заменить тепловые испытания. К сожалению, в работе [Л. 34] чистота обработки поверхностей соприкосновения не контролировалась, что затрудняло применение ее результатов на практике.

Результаты рассматриваемых работ, указавшие на относительно высокие значения термического сопротивления контакта металлических поверхностей в вакууме, особенно при низких температурах, были использованы в несколько неожиданном направлении, а именно, при проектировании изолирующих опор больших сосудов Дюара для перевозки низкокипящих жидкостей. Исследования Майселла и Скотта [Л. 36] по термическому сопротивлению столбиков из металлических пластин показали, что для этих целей хорошо подходят многослойные металлические опоры. Опыты по исследованию термической проводимости многослойных опор проводились в интервалах температур на горячей и холодной сторонах пакета 296—76, 296—20 и 76—20 К.

Конструкция установки была весьма оригинальна и представляла собой металлический сосуд Дюара, внутренний цилиндр которого через исследуемый пакет пластин опирался на дно наружного цилиндра. Пространство между цилиндрами откачивалось до 10^{-3} Па. Перепад температур по длине всего пакета определялся по температуре среды во внутреннем цилиндре (жидкий азот или водород) и температуре среды, окружающей внешний сосуд. Тепловой поток вычислялся по количеству испаряющейся во внутреннем сосуде жидкости с учетом поправок на посторонний (кроме подвода через опору) подвод тепла, который оценивался тарировочным опытом. Для этого

¹ В исследованиях Мендозы [Л. 35] термическая проводимость контакта между парамагнитными слоями и металлами при гелиевых температурах также оказалась пропорциональной квадрату абсолютной температуры.

основной контакт между днищами размыкался и измерялось количество испаряемой жидкости при определенной мощности электронагревателя, помещенного в жидкость во внутреннем цилиндре. Эта мощность при равной скорости испарения в процессе испытаний принималась за мощность теплоподвода через контакт. По оценке авторов [Л. 36] точность определения теплового потока составляла 10%. В основном исследовались пакеты пластин из нержавеющей стали. Термическая проводимость оказалась пропорциональной давлению сжатия в степени, несколько меньшей единицы. При давлениях меньше $21 \cdot 10^5$ Па опыты не были надежными. Линейная зависимость термического сопротивления пакета от числа пластин при одинаковой толщине его указывала, что основное сопротивление возникает в местах контакта. С понижением температуры термическое контактное сопротивление увеличивалось. Контактное сопротивление увеличивалось в 2 раза и более при нанесении на пластины тонкого слоя порошка двуокиси марганца.

Рассмотренные работы были выполнены для специальных целей, носили ограниченный характер и не оказали значительного влияния на последующие исследования термического сопротивления контактов.

В 1948 г. Фишенден и Кепински [Л. 37] опубликовали предварительное сообщение о ведущихся исследованиях по контактному теплообмену. На простейшей установке стержневого типа ими определялось термическое сопротивление стыка двух круглых металлических стержней. Поверхность соприкасающихся торцов была получена разрезкой стержня на механической ножовке, причем чистота обработки полученной поверхности не контролировалась. Усилие сжатия было минимальное, достаточное только для того, чтобы удерживать стержни в горизонтальном положении между двумя зажимами. Для расчета потерь тепла в окружающую среду боковая поверхность стержней покрывалась копотью (для получения определенной степени черноты). Термическое сопротивление контакта выражалось в эквивалентной толщине воздушной прослойки, имеющей такое же сопротивление. Работа была интересна только в качестве дополнительного подтверждения наличия большого термического сопротивления стыка грубо обработанных металлических поверхностей.

Более близкой к задачам инженерной практики является работа, проведенная Коувэнхореном и Поттером в 1948 г. [Л. 38]. Эти авторы исследовали термическое сопротивление контакта пары сталь — сталь в зависимости от чистоты обработки поверхности соприкосновения и силы сжатия образцов.

Исследование проводилось на установке стержневого типа с цилиндрическими образцами. На каждом цилиндре на строго определенном расстоянии друг от друга было закреплено по две термодатчики, позволяющих определять температурные градиенты до и после стыка.

Во всех опытах в качестве верхнего (горячего) образца использовались цилиндры с чисто обработанной поверхностью соприкосновения (средняя высота микронеровностей около 0,076 мкм), в то время как контактная плоскость нижнего образца имела в каждом опыте различную шероховатость. Опыты проводились при нагрузках $(13,7 \div 210) 10^5$ Па на образцах из углеродистой стали, изготовленных из одного прутка. Высота выступов шероховатостей для различных образцов составляла 0,076—84 мкм и контролировалась профилометром (кроме наиболее чистого образца).

Первая серия экспериментов, результаты которых представлены на рис. 3-2, проводилась при температуре контакта в пределах 77—93° С. Из графика видно, что при соприкосновении грубо обработанных поверхностей (кривые 1 и 2) происходит резкое снижение величины термического сопротивления контакта при увеличении сжатия. Для более чистых поверхностей (кривые 3, 4) эта зависимость слабее, а для чистой поверхности (кривая 5) она вообще не проявлялась.

Если говорить о характере зависимости сопротивления от нагрузки, то отмеченные особенности не вызывают возражений. Однако взаимное расположение кривых (более чистые поверхности дали большее термическое сопротивление, например кривые 2 и 3) указывает на ошибки опытов, вызванные, по-видимому, неплоскостностью или волнистостью сопрягаемых поверхностей. Этим фактам в работе [Л. 38] не дано удовлетворительного объяснения.

Аналогичные опыты, проведенные при температуре в зоне контакта 316° С, показали более сильную зависимость контактного сопротивления от нагрузки.

Вторая серия опытов была проведена при двух постоянных значениях нагрузки: $13,7 \cdot 10^5$ и $110 \cdot 10^5$ Па и переменной температуре контакта, которая изменялась от 177 до 371° С (для предохранения от коррозии часть опытов при высокой температуре велась в атмосфере аргона). Полученные данные имели несомненно противоречивый характер, особенно при испытаниях в воздушной среде, что объяснялось сильным окислением поверхностей. В общем эти результаты указывали на то, что температурный уровень контакта мало влияет на термическое сопротивление.

Перечислим кратко выводы из работы [Л. 38], так как они представляют определенный интерес для дальнейшего изложения.

Термическое сопротивление контакта уменьшается по экспоненциальному закону при сжатии образцов. Для поверхностей с очень высокой чистотой обработки термическое сопротивление от сжатия практически не зависит. Несогласованность опытных данных для различных обработок делает невозможной предварительную оценку термического сопротивления для заданных условий соприкосновения.

При постоянном сжатии и отсутствии коррозии термическое сопротивление практически не зависит от температуры.

Величина фактической площади контакта является наиболее слабо изученной частью в проблеме контактного теплообмена.

Как видно, авторы работы не смогли сделать каких-либо выводов относительно механизма контактного теплообмена, что отчасти могло быть следствием недостаточно тщательного проведения.

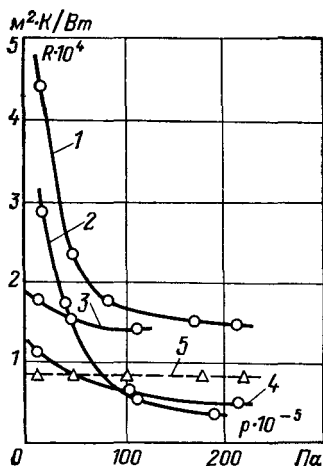


Рис. 3-2. Опытные данные Коуэнховена и Поттера.

Высота микрощероховатостей: 1—84 мкм; 2—42 мкм; 3—22 мкм; 4—0,8 мкм; 5—0,076 мкм.

В работе Брюно и Бакленда [Л. 9], опубликованной в 1949 г., также экспериментально исследовалось контактное термическое сопротивление стальных образцов в зависимости от нормальной нагрузки при различной чистоте обработки поверхностей. Было выбрано десять видов обработки с высотой микронеровностей от 0,2 до 102 мкм. Образцы складывались таким образом, что следы обработки на контактирующих поверхностях в одном случае были параллельны, а в другом — перпендикулярны. Высота микронеровностей не замерялась, а оценивалась по сравнению со стандартным эталоном чистоты.

Опытные образцы имели квадратное сечение и выполнялись из углеродистой стали. Методика эксперимента основывалась на пропускании через контакт определенного теплового потока и измерении распределения температур по длине образцов, для чего на каждом из них укреплялось по пять термопар. Температурный скачок в контакте определялся линейной экстраполяцией кривой распределения температур до плоскости контакта. Простейшая опытная установка, схема которой представлена на рис. 2-2, позволила получать удельные давления на контактных поверхностях от 0 до $20 \cdot 10^5$ Па. Термическое сопротивление контакта оценивалось по толщине металлической пластины из того же материала, дающей при одинаковом тепловом потоке перепад температур, равный температурному скачку на контакте.

Толщина такой пластины определяется соотношением

$$\delta = \frac{\Delta t}{dt/dx},$$

где Δt — скачок температур на контакте; dt/dx — градиент температур, практически постоянный по длине образца.

Для эту толщину на коэффициент теплопроводности материала, можно было перейти непосредственно к термическому сопротивлению.

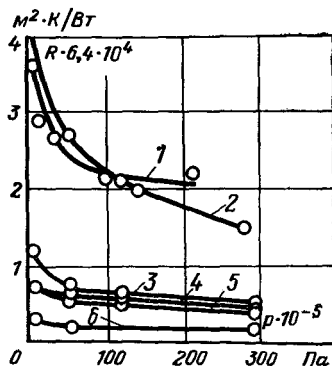
Результаты опытов представлены на рис. 3-3. Из анализа кривых следует, что уменьшение высоты выступов шероховатости приводит к значительному снижению термического сопротивления, зависимость которого от силы сжатия также уменьшается. Эксперименты дали качественно правильную картину влияния шероховатости и контактного давления на величину термического сопротивления. Механизм контактного теплообмена, без знания которого нельзя правильно объяснить влияние тех или иных факторов на термическое сопротивление, остался невыясненным. Результаты работы не позволили сказать, по каким причинам происходит снижение термического сопротивления при переходе к более чистым поверхностям. Что играет здесь основную роль — уменьшение толщины воздушной прослойки или увеличение площади фактического контакта? Имеется только одно замечание, что при малых контактных давлениях термическое сопротивление определяется высотой выступов шероховатости.

Одновременно с только что рассмотренной работой было опубликовано исследование Уэйлса и Райдера [Л. 10], в котором наряду с экспериментальным определением контактного сопротивления на сухом и покрытом маслом плоском стыке различных материалов была сделана попытка разобраться в механизме контактной проводимости.

В работе проведены исследования зависимости термического сопротивления контакта от силы сжатия образцов, температуры контактной зоны и чистоты поверхности. Величина нагрузки изменялась от 0 до $500 \cdot 10^5$ Па. К сожалению, в работе отсутствуют таблицы измерений, и, следовательно, результаты опытов могут быть использованы лишь для качественного анализа теплообмена. Температура в контактной зоне изменялась в пределах от 150 до 300°C .

Рис. 3-3. Опытные данные Брюно и Бакленда.

Высота микрощероховатостей: 1 — 25 мкм (следы обработки параллельны); 2 — 25 мкм (следы обработки перпендикулярны); 3 — 3,25 мкм (параллельны); 4 — 1,6 мкм (перпендикулярны); 5 — 1,6 мкм (параллельны); 6 — 0,1 мкм (при-
тирка).



Экспериментально проверялись образцы из стали, пяти типов алюминиевых сплавов и бронзы с различной чистотой обработки поверхностей. Одни имели высоту микрощероховатостей порядка 0,25 мкм, другие — от 1,25 до 2,5 мкм. Высота микронеровностей измерялась профилометром, одновременно контролировалось, в какой мере поверхности образцов являются плоскими.

На рис. 3-4 показаны кривые зависимости термической проводимости через контакт от сжатия для алюминиевых образцов с чистой и грубой обработкой контактирующей поверхности и образцов из стали (грубая обработка).

В работе сделан очень важный вывод о том, что термическое сопротивление обуславливается искривлением линий тока при прохождении тепла через пятна металлического контакта и низкой теплопроводностью газа — при прохождении через газовый зазор.

Анализируя опытные данные, авторы также приходят к выводу, что при малых давлениях сжатия (порядка $0,67 \cdot 10^5$ Па и ниже) основная часть теплового потока передается через газовую прослойку контактной зоны. В этом случае величина термического сопротивления контакта определяется высотой микронеровностей и значением коэффициента теплопроводности газа, заполняющего зазоры между выступами шероховатостей. При более высоких нагрузках основная часть тепла передается через места непосредственного контактирования. Этот принципиальный вывод сделан без каких-либо специальных опытов и не оговаривает, к каким контактирующим металлам и средам, заполняющим зазоры к зоне контакта, он относится. Как мы увидим ниже, универсальность такого вывода неправомерна.

На рис. 3-5, а представлены кривые зависимости тепловой проводимости от сжатия для контакта между чистыми и грубыми по-

верхностями стальных образцов в интервале температур стыка от 150 до 260°С. Как видно из графика, проводимость при 260°С выше, чем при 150°С (кривые 1 и 2). Кривые зависимости термической проводимости от сжатия для алюминиевых образцов показаны на рис. 3-5, б. Из графика видно, что проводимость в этом случае достигает значительной величины при гораздо меньшей нагрузке. Кривые проводимости для бронзовых образцов при температуре контакта 150 и 300°С представлены на рис. 3-5, в. Образцы оставались под нагрузкой в течение нескольких часов. Результаты

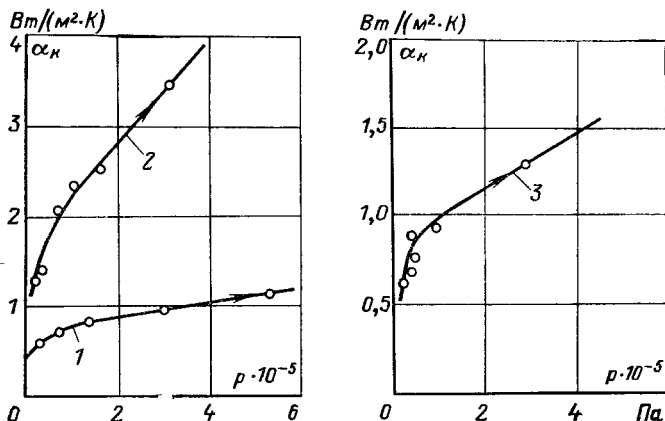


Рис. 3-4. Опытные данные Уэйлса и Райдера.

1 — сталь, грубая обработка; 2, 3 — алюминий, грубая и чистая обработка.

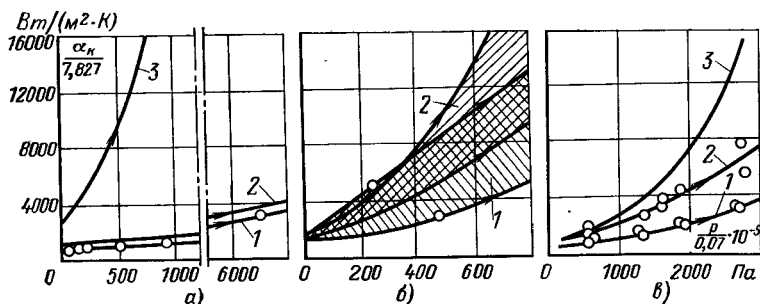


Рис. 3-5. Опытные данные Уэйлса и Райдера.

а — стальные образцы; 1, 2 — грубая обработка при температуре стыка соответственно 150 и 260°С; 3 — чистая обработка при температуре стыка 150°С (кривая средних значений для различных опытов); б — алюминиевые образцы (грубая обработка): 1, 2 — области значений проводимости для температур стыка соответственно 150 и 260°С; в — бронзовые образцы (грубая обработка): 1 — температура стыка 150°С, 2 — температура стыка 260°С, 3 — то же, через 5 ч.

показали, что с течением времени при постоянной нагрузке проводимость контакта заметно увеличивается и становится постоянной приблизительно через 5 ч. Это объясняется ползучестью материала контактирующих поверхностей.

Значительное изменение проводимости при повышении температуры контакта объясняется ухудшением механических свойств металла при повышении температуры и увеличением фактической площади контакта при той же нормальной нагрузке. Дополнительное влияние на проводимость оказывает изменение коэффициента

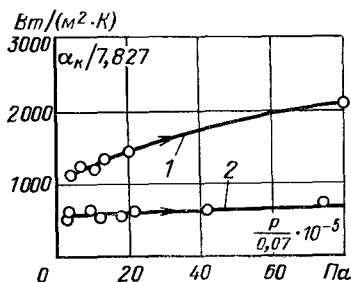


Рис. 3-6. Термическая проводимость стыка, заполненного маслом при температуре 150°C (опыты Уэйлса и Райдера).

1 — алюминий; 2 — сталь (обработана поверхность грубая).

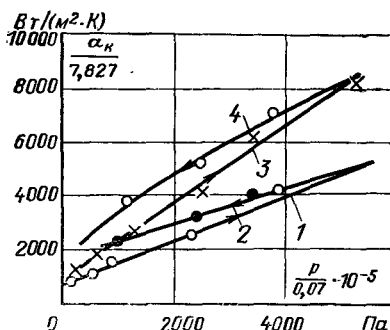


Рис. 3-7. Термическая проводимость стыка с медной прокладкой (опыты Уэйлса и Райдера, температура контакта 150°C).

1, 2 — стальные образцы без прокладок при нагрузке и разгрузке соответственно; 3, 4 — то же с медной прокладкой.

теплопроводности среды (воздуха). В работе [Л. 10] описаны также опыты, проводимые при нагружении и разгрузке образцов. Кривые изменения проводимости контакта при этом не совпадали, что, по мнению авторов, свидетельствовало об участии в процессе образования фактической площади контакта упругих деформаций микронеровностей.

Покрывание контактирующих поверхностей маслом (рис. 3-6) или применение прокладок из мягких металлов (медь, рис. 3-7) приводит к значительному снижению термического сопротивления контакта. Опыты показали, что в этом случае термическая проводимость контакта также является функцией сжатия и температуры. Авторы отмечают, что при наличии в контактной зоне масляной прослойки изменяется распределение теплового потока между зазором и металлическим контактом, а именно, увеличивается (обычно при низких нагрузках) количество тепла, проходящее через пространство между выступами шероховатостей.

В работе сделаны следующие выводы:

1) тепловая проводимость контакта увеличивается при сжатии по линейному закону для стальных и по экспоненте для алюминиевых и бронзовых образцов;

2) проводимость как сухого, так и масляного контактов ухудшается при увеличении высоты микронеровностей контактирующих поверхностей;

3) при одних и тех же условиях контактирования термическое сопротивление контакта стальных образцов больше, чем бронзовых, а бронзовых больше, чем алюминиевых;

4) в большинстве случаев тепловое сопротивление снижается при увеличении температуры контактирующих поверхностей;

5) при давлении порядка $0,7 \cdot 10^5$ Па проводимость масляного контакта вдвое выше проводимости сухого;

6) при разгрузке образцов наблюдается явление гистерезиса.

Авторам работы [Л. 10] удалось в основном правильно выявить влияние на термическую проводимость контакта нагрузок, чистоты поверхности и рода материала. Однако вывод об экспоненциальной зависимости термической проводимости контакта от сжатия для мягких металлов (алюминий, бронза) противоречит не только результатам многих исследований, но и самой сущности явления, так как при достижении определенных нагрузок проводимость контакта становится практически постоянной. В работе нет хотя бы приближенных количественных зависимостей тепловой проводимости контакта от различных факторов, которые позволили бы распространить результаты экспериментов на другие металлы и сплавы.

Необходимо заметить, что в работах [Л. 9 и 10] наблюдаются значительные расхождения в абсолютных значениях величин термического контактного сопротивления.

3-2. СОВРЕМЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ

Среди экспериментальных работ по контактному теплообмену особо выделяются обширные исследования, выполненные Е. П. Дыбаном, Н. М. Кондаком и И. Т. Швецем [Л. 39, 40, 11] в Институте теплотехники АН УССР. Работы интересны в первую очередь постановкой задач, к решению которых стремились авторы. Эти задачи следующие: определить величину термического сопротивления контакта в зависимости от силы сжатия, качества обработки поверхности и материалов соприкасающихся тел; выяснить физическую картину прохождения тепла через зону контакта; наметить возможные пути изменения величины термического сопротивления контакта.

Анализ опытных данных показал, что при увеличении силы сжатия $\bar{u}$ всех контактных пар происходит вначале резкое, а затем более плавное уменьшение термического сопротивления контакта. Характер зависимости более резкий для мягких металлов.

Авторы отмечают, что нелинейность зависимостей указывает как на сложный характер деформации микрошероховатостей, так и на передачу заметной части теплового потока через воздушные прослойки. Повышение чистоты обработки поверхностей (т. е. уменьшение средней высоты микрошероховатостей) приводит к значительному увеличению тепловой проводимости контакта, причем кривые в этом случае имеют более пологий характер. В работе это объясняется тем, что, по всей вероятности, количество контактирующих микронеровностей при уменьшении их высоты значительно возрастает. Поэтому, с одной стороны, уменьшается толщина воздушных прослоек, с другой — уменьшается напряжение на контактирующих участках, в результате чего при росте сжимающего усилия деформа-

ция бугорков в вертикальном направлении имеет меньшую величину [Л. 40].

В работе отмечен тот факт, что контактная проводимость при сжатии металлов различной твердости приблизительно соответствует среднему ее значению, полученному для однородных пар при той же силе сжатия и чистоте поверхности.

Опыты, проведенные при различной температуре контакта, указывают на снижение термического контактного сопротивления с ростом температуры. Это снижение менее заметно при больших усилиях сжатия. По этому поводу авторы указывают, что при больших давлениях сжатия увеличение деформации при повышении температуры контакта невелико (значительный прирост площади соприкосновения при малой деформации в вертикальном направлении) и в этой области термическое сопротивление контакта в основном падает за счет увеличения коэффициента теплопроводности воздуха.

Следует остановиться еще на одном выводе этих работ. Рассматривая вопрос о методах снижения термического сопротивления, авторы указывают, что помимо повышения чистоты поверхности целесообразно применять покрытие ее мягкими металлами (медь, олово и т. п.) или использовать прокладки из этих металлов. При использовании прокладок из медной и латунной фольги опыты показали снижение сопротивления лишь при высоких давлениях сжатия. Для образцов, выполненных из стали ЭЖ-2 с красно-медной прокладкой между ними, например, при чистоте поверхности V7 необходимо контактное давление $1500 \cdot 10^5$ Па. Действие покрытий и прокладок объясняется тем, что в связи с меньшей твердостью происходит интенсивная деформация поверхностного слоя и соответственное уменьшение толщины газовой прослойки.

При рассмотрении механизма контактного теплообмена авторы поставили перед собой задачу ответить на два вопроса: передается ли тепло только через площадь фактического контакта или также через воздушные прослойки и в каком соотношении; каков характер деформации микронеровностей.

С этой целью были проведены две серии опытов с образцами из дюрала Д1. Вначале проводились опыты по установлению зависимости фактической площади касания от нагрузки на основе измерения электропроводности контакта. Этот метод в свое время был использован рядом исследователей и имеет значительные недостатки. Авторы получили линейную зависимость электрического сопротивления от нагрузки, на основании чего они пришли к заключению об упругом характере деформации микронеровностей. Об этом же, по их мнению, свидетельствует и тот факт, что при снятии нагрузки термическое сопротивление контакта восстанавливается с запозданием.

Далее, на основании различия в характере кривых электрического (прямая линия) и термического (асимптотическая кривая) сопротивлений авторы пришли к выводу о различной физической картине этих явлений и предположили, что даже при больших усилиях сжатия значительная часть теплового потока передается через газовую прослойку.

Для подтверждения последнего вывода и дальнейшего выяснения картины явления была поставлена вторая серия опытов. Она заключалась в проведении испытаний по определению проводимости контакта в различных газовых средах со значительно отличающимися коэффициентами теплопроводности (воздух при обычном и пониженном давлении, водород при обычном давлении, углекислый газ

при обычном и пониженном давлении). При этом наблюдалось снижение величины термического контактного сопротивления с ростом теплопроводности газовой среды (рис. 3-8). В то же время характер зависимости сопротивления от силы сжатия почти не изменялся. По мнению авторов работ, это еще раз свидетельствует о том, что значительная часть теплового потока проходит через газовые прослойки.

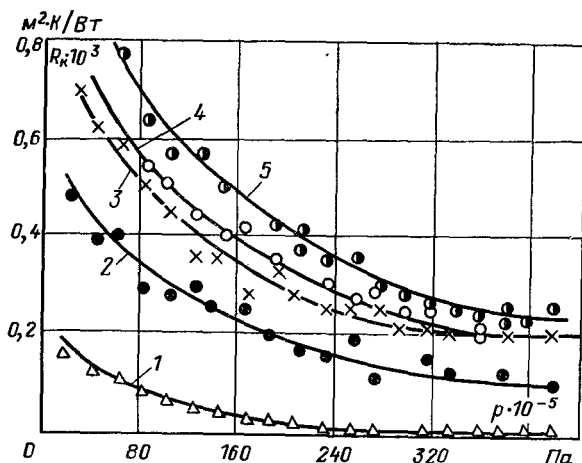


Рис. 3-8. Термическое сопротивление контакта пары дюраль — дюраль с чистой обработкой поверхности ∇ 7 в различных газовых средах.

1 — водород, 780 мм рт. ст.; 2 — воздух, 750 мм рт. ст.; 3 — углекислый газ, 780 мм рт. ст.; 4 — углекислый газ, 15 мм рт. ст.; 5 — воздух, 4,5 мм рт. ст.

Видимо, при изменении среды перераспределение тепловых потоков, замечают они, не было значительным, поэтому характер зависимости термического сопротивления от силы сжатия практически не изменился. Далее они указывают, что хаотический характер распределения микронеровностей по поверхности и их различная высота не дают возможность оценить (хотя бы приблизительно) абсолютную величину термического сопротивления газовой прослойки.

Считая, что проведенные ими две серии опытов дают достаточно данных для установления физической картины контактного теплообмена, авторы описываемых работ приходят к следующим выводам. Процесс прохождения тепла через контакт является весьма сложным и не может быть описан зависимостями, выведенными при допущении о разделении тепловых потоков обратно пропорционально отношению термического сопротивления газовой прослойки к мест непосредственного контакта; учитывая, что площадь фактического контакта крайне мала, можно в качестве первого приближения пренебречь тепловым потоком через места непосредственного контакта; основное влияние на интенсивность контактного теплообмена оказы-

вает термическое сопротивление газовой прослойки; величина других составляющих находится в пределах погрешности измерения.

Таким образом, основная концепция авторов работ [Л. 15, 39, 40] заключается в признании определяющего влияния сопротивления газовой прослойки на величину контактного термического сопротивления. Однако легко показать на тех же самых опытах, что такая точка зрения не отражает полностью картину явления, так как сопротивление среды не является единственным параметром, определяющим контактный теплообмен. Так, например, предположение о постоянстве сопротивления прослойки при различных давлениях сжатия не приводит к какому-либо противоречию с экспериментом, при котором для подтверждения определяющей роли газовой прослойки применялись среды с различной теплопроводностью. Если встать на такую точку зрения, то при изменении среды кривые зависимости термического сопротивления от нагрузки (рис. 3-8) будут располагаться выше или ниже какой-либо исходной кривой. При этом изменение сопротивления от нагрузки будет определяться изменением проводимости мест фактического контакта, а характер изменения — лишь соотношением постоянной и переменной частей полного сопротивления.

Нельзя согласиться также и с тем положением, что отсутствует какая-либо возможность оценить составляющие термического сопротивления контакта.

Наконец, анализ приведенных в этих работах опытных данных убеждает нас в том, что в ряде случаев образцы, на которых проводились исследования, имели значительные макронеровности, существенно влияющие на результаты эксперимента.

Рассмотренные работы носят чисто экспериментальный характер и не содержат обобщений полученных результатов или приближенных аналитических зависимостей для оценки проводимости контакта.

Исследования И. Т. Швеца, Е. П. Дыбана и Н. М. Кондака были затем продолжены в работах В. С. Миллера [Л. 41—46], главным

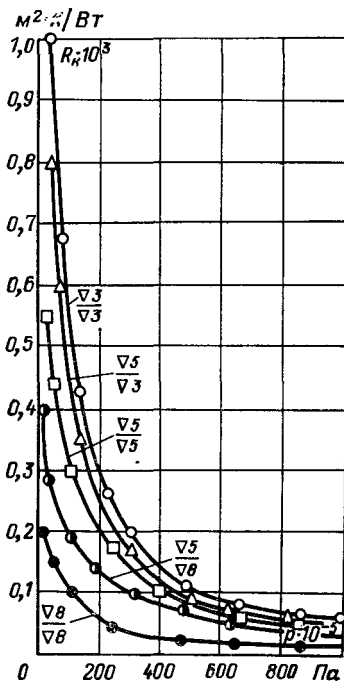


Рис. 3-9. Термическое сопротивление контакта образцов стали Э1Х13 в воздушной среде.

$\nabla 3$ — высота шероховатости $h_{cp} = 58$ мкм;
 $\nabla 5$ — 11 мкм; $\nabla 8$ — 3,1 мкм.

образом, в части накопления опытных данных по контактному сопротивлению различных материалов при различных условиях соприкосновения. Схема экспериментальной установки стержневого типа принципиально не изменялась, хотя и подвергалась некоторым конструктивным переделкам. Опыты проводились на образцах из ста-

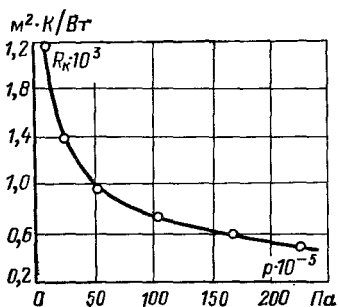


Рис. 3-10. Термическое сопротивление контакта образцов из стали Ст.45 и металлокерамического сплава (обработка поверхностей соответственно $\nabla 3$ и $\nabla 4$).

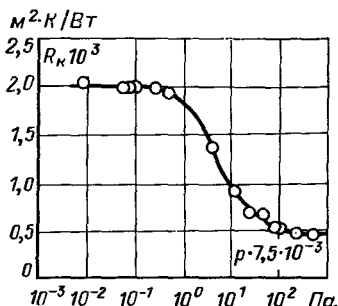


Рис. 3-11. Зависимость термического сопротивления контакта от разряжения.

Среда — воздух. Контактная пара сталь IX18H9T. Чистота обработки поверхности $\nabla 5$, нагрузка $20 \cdot 10^6$ Па.

лей 45, ЭИХ13 и бронзы. Были повторены опыты с образцами из дюраля и меди. Применялись различные газовые среды (воздух, углекислый газ, водород), некоторые опыты проводились в вакууме. Исследовались образцы с более грубой обработкой поверхностей (с высотой микронеровностей до 100 мкм).

Опытные данные (рис. 3-9) качественно подтверждают ранее полученные результаты. С увеличением сжатия образцов, повышением теплопроводности соприкасающихся материалов и чистоты обработки поверхности термическое сопротивление уменьшается. Опыты, проведенные при высоких давлениях (до $5000 \cdot 10^5$ Па), подтверждают асимптотический характер зависимости сопротивления от нагрузки. Отмечается резкое увеличение термического сопротивления в условиях вакуума, особенно для стали ЭИХ13.

Несмотря на обширный экспериментальный материал, в работах В. С. Миллера также не делается попыток как-либо обобщить опытные данные и получить количественные зависимости для расчета термического сопротивления. Более того, можно отметить некоторую противоречивость выводов. Так, указав вначале на то, что тепловой поток идет через зону контакта тремя путями (теплопроводностью через металлический контакт, прослойку и излучением), и подчеркнув, что увеличение теплопроводности соприкасающихся материалов уменьшает сопротивление, автор вдруг неожиданно приходит к выводу о преобладающем значении проводимости газовой среды [Л. 43, 44].

В. С. Миллером [Л. 45] были проведены серии опытов по определению термического сопротивления контакта стали с металлокерамическими сплавами. Результаты этих весьма интересных исследований говорят о том, что характер зависимостей контактного сопротивления от нагрузки и чистоты обработки поверхностей при соприкосновении металла с металлокерамикой и металла с металлом аналогичен. Результаты одного из таких опытов представлены на рис. 3-10.

В одной из работ [Л. 46] В. С. Миллером был также рассмотрен более совершенный метод снижения контактного термического сопротивления путем нанесения на соприкасающиеся поверхности гальваническим способом более мягкого и теплопроводного металла. Экспериментально установлено, что для стали 1Х13 с омедненной поверхностью сопротивление в диапазоне давлений $(30 \div 150) \cdot 10^5$ Па снижается в 8—12 раз по сравнению с образцами без покрытия (опыты в воздушной среде).

Авторами настоящей работы проводились опыты по определению термического сопротивления контакта металлических поверхностей, методика и результаты которых подробно изложены в [Л. 17, 47—50].

В опытах использовалась установка стержневого типа в вакуумной рабочей камере (рис. 2-11), позволявшей проводить эксперименты при давлении от 10^5 до 0,1 Па. Общая схема установки приведена на рис. 2-10. Опыты ставились с целью не только определить значения термических сопротивлений при различных условиях контактирования (различные материалы, обработка поверхности, контактное давление, температура, среда), но и более детально выяснить механизм контактной теплопроводности.

Представленная на рис. 3-11 зависимость термического сопротивления контакта от давления окружающей среды (воздуха) для образцов из стали 1Х18Н9Т, имеющей низкую теплопроводность, показывает, что проводимость среды играет здесь важную роль. В то же время для контакта образцов из дюрала Д16 (рис. 3-12) влияние проводимости среды на проводимость контакта при одинаковой шероховатости поверхностей значительно слабее.

3-3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАБОТЫ

Дальнейшее развитие опытных исследований контактного теплообмена в ряде случаев сопровождалось обобщением опытных данных, рассмотрением явления контактной теплопроводности и установлением расчетных зависимостей. В этом разделе мы рассматриваем

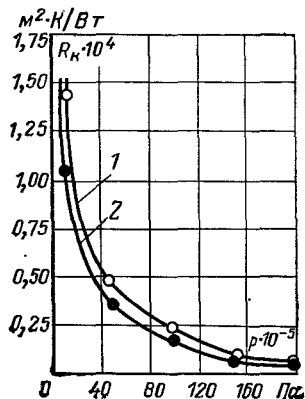


Рис. 3-12. Термическое сопротивление контакта при разных средах. Материал — дюраль Д16.

1 — вакуум; 2 — воздух.

лишь отдельные работы, включающие теоретический анализ явления и названные нами (в отличие от теоретических работ, которые будут рассмотрены далее) экспериментально-теоретическими. Этим мы хотели подчеркнуть не только большую связь их с экспериментом, но и упрощенный подход к разработке модели явления.

Принятое нами деление работ на экспериментально-теоретические и теоретические является в значительной мере условным. Однако, как мы увидим ниже, рассматриваемые работы объединены общностью подходов к анализу явления.

Одним из первых экспериментально-теоретических исследований был цикл работ, выполненных В. М. Капиносом и О. Т. Ильченко [Л. 13—15] в Харьковском политехническом институте имени В. И. Ленина. Кроме тщательного эксперимента, ими было проведено теоретическое исследование термической проводимости контакта и предложены полуэмпирические расчетные зависимости, которые могут быть использованы для приближенного расчета контактного термического сопротивления.

Авторы считают, что ввиду незначительности фактической площади соприкосновения тепловая проводимость металлического контакта соизмерима с проводимостью газовой прослойки, заполняющей пустоты в зоне контакта. Предполагая отсутствие переноса тепла вдоль поверхности контакта и линейное распределение температур по толщине газовой прослойки (ввиду ее малой толщины и большой протяженности), авторы [Л. 14] записывают проводимость контактного слоя для плоского контакта одинаковых металлов в виде

$$\alpha_k = \frac{\lambda_m}{2l_m} \eta \Phi + \frac{\lambda_c}{2l_c} (1 - \eta). \quad (3-2)$$

Здесь l_m — высота деформированных выступов шероховатости, соответствующая определенному контактному давлению; l_c — половина эффективной толщины газовой прослойки; Φ — величина, которую авторы называют формфактором выступов шероховатости.

Так как $\eta \ll 1$, то второй член уравнения (3-2), определяющий тепловую проводимость газовой прослойки, упрощается и уравнение принимает следующий вид:

$$\alpha_k = \frac{\lambda_m}{2l_m} \eta \Phi + \frac{\lambda_c}{2l_c}. \quad (3-3)$$

Входящие в формулу (3-3) величины — относительная площадь фактического контакта, высота деформированных выступов шероховатости и эффективная толщина газовой прослойки — зависят от удельной нагрузки, механических характеристик соприкасающихся тел и микрогеометрии поверхности. Поэтому задача определения термической проводимости контакта сводится к задаче о соприкосновении шероховатых поверхностей.

Для ее решения авторы прибегают к модели шероховатой поверхности, в которой выступы шероховатости принимаются за пирамиды со сферическими вершинами и с линейным распределением вершин по высоте. Деформация отдельного выступа описывается вначале формулой Герца для деформации сферы, а затем законом Гука для одноосного напряженного состояния [Л. 51]. Так как задача аналитически не решается, то используются приближенные выражения. Определив затем из опытных зависимостей тепловой проводимости кон-

такта от сжимающей нагрузки некоторые коэффициенты, авторы получили следующую расчетную формулу:

$$\alpha_k = \frac{\lambda_m \left(\frac{1-\mu^2}{10^6 E} \right)^{2/3} (12,5 + 3,08 h_{cp}) \delta p^{m(p)} + \lambda_c}{2 \left[10^{-6} h_{cp} - \left(\frac{1-\mu^2}{10^4 E} \right) (0,064 + 0,133 h_{cp}) \delta^{1/3} p^{n(p)} \right]}, \quad (3-4)$$

где δ — относительное удлинение при разрыве, %.

Коэффициенты m и n зависят от удельной нагрузки и определяются по графику рис. 3-13.

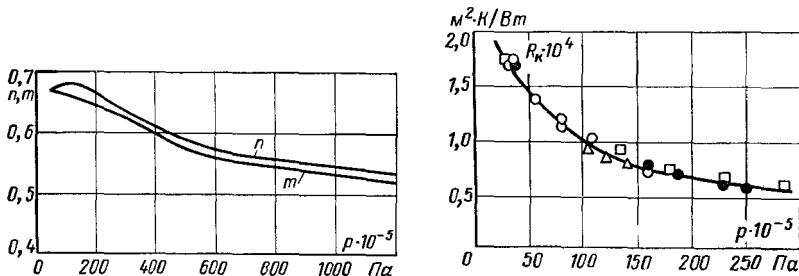


Рис. 3-13. Усредненные значения показателей m и n .

Рис. 3-14. Термическое сопротивление контакта при различных предельных нагрузках.

Материал — сталь ЭЖ-69, $h_{\max} = 4,1$ мкм. 0 — первое нагружение, $p_{\max} = 100 \cdot 10^5$ Па; $\triangle$ — второе нагружение, $p_{\max} = 160 \cdot 10^5$ Па; $\bullet$ — третье нагружение, $p_{\max} = 250 \cdot 10^5$ Па; $\square$ — четвертое нагружение, $p_{\max} = 500 \cdot 10^5$ Па.

Полуэмпирическая формула (3-4), справедливая для контакта близких по шероховатости поверхностей, как показали сравнительные расчеты и эксперименты, в определенных пределах изменения параметров дает хорошие результаты.

Опыты по определению тепловой проводимости контакта, на основании которых получена зависимость (3-4), проводились на установке стержневого типа, представленной на рис. 2-6.

Необходимо отметить одну особенность проведения экспериментов. Так как фактическая площадь соприкосновения образцов незначительна, то действительные напряжения на площадках фактического контакта оказываются весьма высокими. Поэтому первоначальное сжатие поверхностей сопровождается как упругой, так и пластической деформацией микронеровностей. При последующих сжатиях до нагрузок, не превосходящих первоначально достигнутую, имеет место только упругая деформация. Для того чтобы контакт носил упругий характер, образцы предварительно сжимались максимальным давлением. Это значительно упрощало проведение опытов, так как позволило использовать одни и те же образцы в ряде экспериментов и обеспечивало хорошую воспроизводимость результатов. Допустимость такого упрощения методики эксперимента была проверена спе-

циальными опытами, в которых предельная нагрузка $p_{\max}$ изменялась ступенями.

Результаты экспериментов (рис. 3-14) показывают, что все опытные данные подчиняются единой закономерности.

Как и в предыдущих исследованиях, эксперименты показали (рис. 3-15 и 3-16), что повышение чистоты обработки снижает термическое сопротивление контакта, при этом ослабевает зависимость сопротивления от контактного давления, что объясняется следующим

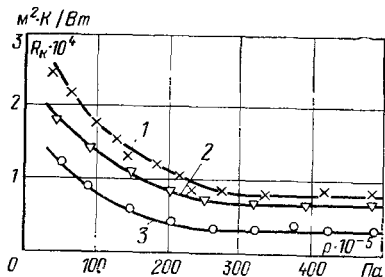


Рис. 3-15. Термическое сопротивление контакта пары из стали ЭЖ-1 (температура стыка 104°С).

1 — средняя высота микронеровностей 6,35 мкм; 2 — 4,97 мкм; 3 — 2,8 мкм.

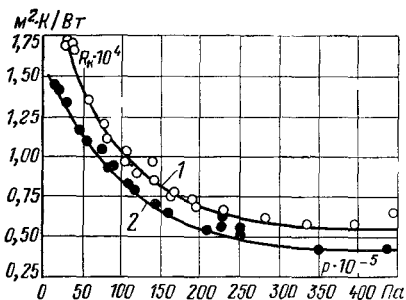


Рис. 3-16. Термическое контактное сопротивление пары из стали ЭИ69 (температура стыка 65°С).

1 — средняя высота микронеровностей 4,4 мкм; 2 — 2,8.

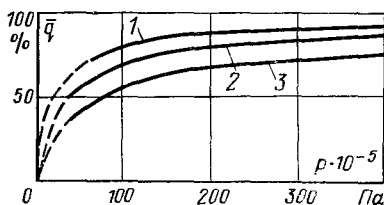


Рис. 3-17. Относительное количество тепла $\bar{q}$, протекающее через места фактического контакта, в зависимости от нагрузки.

1 — пара из стали 45, $h_{\text{ср}} = 12,3 \mu\text{м}$; 2 — пара из стали ЭИ1-Т, $h_{\text{ср}} = 5,05 \mu\text{м}$; 3 — пара из стали ЭЖ-1, $h_{\text{ср}} = 4,97 \mu\text{м}$.

образом. С повышением чистоты поверхности вершины выступов шероховатости располагаются во все более тонком по глубине слое, причем число вершин наибольшей высоты значительно больше у чистых поверхностей. Это приводит к тому, что начальное число контактов, а следовательно, и площадь фактического контакта больше у чистых поверхностей. Более плавный характер изменения теплового сопротивления объясняется тем, что число вновь вступивших в контакт вершин выступов шероховатости по отношению к числу на-

чальных контактов растет более медленно для чистых поверхностей, а следовательно, и медленнее нарастает площадь фактического контакта. При нагрузках свыше $300 \cdot 10^5$ Па зависимость сопротивления от нагрузки практически отсутствует.

Зависимость (3-4) была использована авторами для выяснения вопроса о распределении тепловых потоков, протекающих через места металлического контакта и газовую прослойку — одного из принципиальных вопросов теории контактного теплообмена.

Графики зависимости относительных тепловых потоков от нагрузки, построенные по уравнению (3-4) и представленные на рис. 3-17, показывают, что с увеличением нагрузки происходит перераспределение тепловых потоков в сторону увеличения части тепла, идущего через металлический контакт. При малых нагрузках большая часть тепла протекает через газовую прослойку.

В работе [Л. 14] проведено дополнительное исследование теплового сопротивления контакта для стали ЭЯ1-Т с чистотой поверхности $h_{\text{ср}} = 5,05$ мкм в условиях последовательных нагружений и разгрузок. Результаты показали, что тепловое сопротивление контакта при постепенном снятии нагрузки несколько отстает от его значений при нагружении. Для стали ЭМ-69 по истечении двух часов после разгрузки до давления $40 \cdot 10^5$ Па термическое сопротивление контактного слоя полностью восстанавливается. Это явление было объяснено упругим последствием. Период последствия, как отмечают авторы, согласуется с известными из литературы данными.

Этот факт был отмечен в работах Е. П. Дыбана, Н. М. Кондака и И. Т. Швеца [Л. 39] и ранее в исследованиях Уэйлса и Райдера [Л. 10].

Вопрос о влиянии ступенчатого изменения максимальной нагрузки на величину термического сопротивления контакта и явление гистерезиса более подробно рассмотрены Кордые и Мамн [Л. 52, 53].

Авторы экспериментально исследовали термическое сопротивление контакта на установке стержневого типа, отличающейся от ранее применяемых расположением нагревателя, холодильника и устройством тепловой защиты.

Исследуемая система состояла из четырех цилиндрических образцов диаметром 37 мм, по длине которых размещалось 12 термопар. Между средними цилиндрами помещался электронный нагреватель, а к наружным торцам крайних цилиндров прижимались два холодильника. Поэтому одновременно исследовалось термическое сопротивление двух стыков. Аналогично было сделано четыре полых наружных цилиндра, которые являлись тепловой защитой. Обе системы — опытные и защитные цилиндры — сжимались отдельными прессами. Один из крайних опытных цилиндров был изготовлен из латуни, а остальные — из стали. Чистота обработки поверхностей была различной. Контактные поверхности стальных образцов были подвергнуты тщательной обработке, высота микровыступов шероховатости для них не превышала 3 мкм. Приняты были специальные меры для обеспечения строгой плоскостности контакта (после обработки контактных поверхностей диаметр цилиндров был уменьшен обточкой с 40 до 37 мм, чтобы устранить боковые закругления). Контактная поверхность латунного образца обрабатывалась расточкой по спирали (от периферии к центру). Высота микронеровностей для различных образцов была 45, 30, 10 и 4 мкм. Большинство опытов проводилось с образцами, имеющими шероховатость 30 и 45 мкм.

Плотность теплового потока через контакт составляла $(4,9 \div 6,3) 10^3$ Вт/м² при температуре контакта около 20° С.

Основная задача, которую ставили перед собой авторы этих работ, состояла в изучении влияния контактного давления на величину термического сопротивления. Были проведены серии опытов по определению термического сопротивления контакта в процессе наложения и снятия нагрузки в пределах от 0 до $180 \cdot 10^5$ Па и от 0 до различных давлений, меньших предельного ($180 \cdot 10^5$ Па). Во всех случаях давление изменялось ступенями по $20 \cdot 10^5$ Па.

На рис. 3-18 представлены данные, относящиеся к первоначальному нагружению до предельного давления и разгрузке и повторному нагружению и разгрузке также до предельного давления.

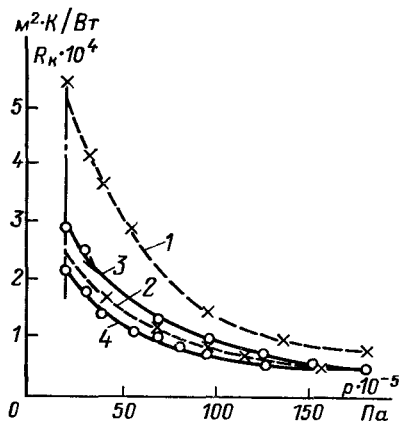


Рис. 3-18. Термическое сопротивление контакта при нагрузке и разгрузке.

1 и 2 — соответственно первоначальное нагружение и разгрузку; 3 и 4 — повторные нагружение и разгрузка.

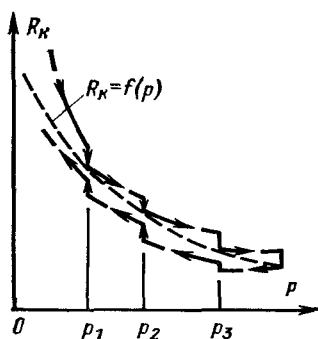


Рис. 3-19. Результаты опытов при циклических нагружениях до различных предельных давлений и разгрузках.

Характер зависимостей контактного сопротивления от нагрузки при первоначальном и повторном нагружениях оказался различным, что указывает на определенную необратимость зависимости R_K от давления.

Как показали исследования контактной поверхности латуни под микроскопом, первоначальное сжатие образцов сопровождалось большими пластическими деформациями шероховатостей латунной поверхности. Характер кривых для повторных нагружений и разгрузок совпадает с данными, полученными ранее в [Л. 14].

Серии опытов с циклами нагружения и разгрузки $(0, p_1, 0)$; $(0, p_2 > p_1, 0)$ и $(0, p_3 > p_2, 0)$ для одного и того же образца дали картину, в которой значение контактного сопротивления оказалось зависящим от предварительно достигнутого предельного давления $p_i (i=1, 2, 3 \dots)$. Однако последующие опыты при ступенчатом нагружении и разгрузке со значительной выдержкой во времени

при фиксированных давлениях p_1 , p_2 и т. д. привели к единой зависимости термического контактного сопротивления от давления, как это представлено на рис. 3-19 (выдержки при каком-либо определенном давлении составляли несколько суток). Тем самым подтверждается возможность предварительного обжатия образцов до максимального давления. Характер изменения контактного сопротивления (рис. 3-19) объясняется, по-видимому, явлениями релаксации и последствием.

В исследованиях Хелда [Л. 19] наряду с экспериментом дается теоретический анализ контактного теплообмена с целью получения полуэмпирических расчетных зависимостей. Автор предполагает, что термическое сопротивление контакта состоит «в известном приближении» из параллельно включенных плоских сопротивлений стягивания, или сопротивления мест фактического контакта, отнесенных к поверхности соприкосновения, и сопротивления слоя воздуха переменной толщины, заключенного в контактной зоне. Это «приближение» объясняется тем, что в действительности сопротивление мест фактического контакта имеет объемный характер, хотя и захватывает небольшую зону около поверхности соприкосновения.

Далее принимается, что две макроскопические гладкие плоские поверхности при сжатии соприкасаются в отдельных местах — пятнах контакта круглой формы с радиусом a_i . Число этих пятен растет с увеличением нагрузки. В дальнейшем анализируется только полное термическое сопротивление мест фактического контакта.

Согласно Хольму [Л. 6] сопротивление круглой площадки контакта двух металлических поверхностей принимается равным $a_i \lambda_m / 2$. Предполагая затем, что проводимости отдельных пятен контакта складываются и друг на друга не влияют и что поток тепла через воздушный зазор влияет на проводимость пятен контакта незначительно, Хелд [Л. 19] записывает проводимость мест фактического контакта как сумму параллельных проводимостей, т. е.

$$\alpha_m = 2\lambda_m \sum_1^n a_i. \quad (3-5)$$

Дальнейшая задача сводится к определению $\sum_1^n a_i$ как функции нагрузки.

Рассматриваются два случая: в первом случае деформации микронеровностей носят чисто упругий характер, а во втором — чисто пластический. Полагая, что выступы шероховатости имеют сферическую форму одинакового радиуса, и задаваясь видом функции $n=f(u)=Mu^m$, где u — сближение поверхностей под нагрузкой, а M и m — постоянные (иными словами, задаваясь определенным распределением выступов по высоте), для чисто упругой деформации (задача Герца) автор получает зависимость

$$\alpha_m = 2\lambda_m K^{\frac{2m+1}{2m+3}} \frac{v_b}{v_c^{(2m+1)/(2m+3)}} \left(M \sqrt{r} \right)^{\frac{2}{2m+3}} N^{\frac{2m+1}{2m+3}}, \quad (3-6)$$

или

$$\alpha_m = f(\lambda_m, K, m, M, r) N^{\frac{2m+1}{2m+3}}, \quad (3-7)$$

где

$$K = 1,5 \frac{1 - \mu^2}{E};$$

$$v_c = \frac{m! 2^m}{5 \cdot 7 \cdot 9 \dots (2m+3)}; \quad v_b = \frac{m! 2^m}{3 \cdot 5 \cdot 7 \dots (2m+1)};$$

r — средний радиус кривизны микронеровностей; N — контактная нагрузка.

Формула (3-6) показывает, что проводимость металлического контакта определяется физико-механическими свойствами материалов соприкасающихся тел (λ и K), характеристиками шероховатости поверхности (m , M и r) и нагрузкой на контакт.

Для расчетов по этой формуле необходимо заранее определить характеристики шероховатой поверхности. Если средний радиус выступов r можно с достаточной вероятностью определить по профилограммам поверхности, то найти функцию $n = Mu^m$ статистическим путем, по мнению автора, невозможно. Поэтому, по аналогии с исследованиями В. М. Капиноса и О. Т. Ильченко, он предлагает находить ее из опытов по определению тепловой проводимости контакта.

Показатель степени m может быть определен из экспериментальных зависимостей $\alpha_m = f(K)$. Затем можно определить u и n как функции λ_m , m , K , r , N и α_m . Для определения сближения поверхностей при приложении нагрузки и числа контактов получаются следующие зависимости:

$$u = \frac{2}{3} \lambda_m K \left(\frac{N}{\alpha_m} \right) (2m+3); \quad (3-8)$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{K}} \frac{1}{\sqrt{r}} \left(\frac{\alpha_m}{2\lambda_m} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{N}} \sigma_m, \quad (3-9)$$

где величина σ_m зависит только от m и изменяется от 1 при $m=0$ до 1,38 при $m=\infty$. Поэтому точность определения n зависит главным образом от величины среднего радиуса выступов шероховатости. Вместе с тем анализ формулы (3-9) показывает, что решающее влияние на термическую проводимость контакта оказывает число точек фактического соприкосновения.

Результаты расчетов, выполненных по формуле (3-6) для стальных поверхностей с различной чистотой обработки при контактном давлении $205 \cdot 10^5$ Па, представлены в табл. 3-2.

Для определенной пары контактных поверхностей функция $f(\lambda_m, K, M, m, r)$ с достаточной точностью может быть принята величиной постоянной, так же как и показатель степени при нагрузке, величина которого лежит в пределах от $1/8$ до 1 при $0 \leq m \leq \infty$. Поэтому обработку опытных данных по контактному теплообмену удобно производить в виде зависимости

$$\alpha_m = BN^\beta \quad (3-10)$$

(B и β — постоянные).

Таблица 3-2

Влияние обработки поверхностей на характеристики контакта

Обработка поверхностей соприкосновения	Общая проводимость, Вт/К*	Высота микронеровностей, мкм	β	m	Сближение u , мкм	n
Шлифовка и притирка	138	0,8	0,71	1,95	0,2	14 000
Грубая шлифовка	5,2	14	0,66	1,4	5,1	400
Грубая обточка	3,2	24	0,53	0,63	5,8	600
Строгание	7,25	68	0,5	0,5	1,7	4000

* Номинальная площадь контакта 7 см².

Так как для пластической области уравнение Герца решения не имеет, то автор ограничивается грубым приближением, считая, что в этом случае можно принять $a \propto u^{1/2}$ и $u \propto N$.

В конечном итоге для термической проводимости при чисто пластическом характере контакта принимается:

$$\alpha_m = 2\lambda_m \sum_1^n a_i \propto N^{2m+2}$$

или в более простой форме, полагая $n' = M'u^{m'}$:

$$\alpha_m = B' N^{\beta'} \quad (3-11)$$

(B' и β' — постоянные), где показатель степени $\beta' = (2m' + 1)/(2m' + 2)$ будет лежать в пределах от $1/2$ до 1.

Для пластических деформаций m' должно быть больше m . Для упругих деформаций показатель степени лежит в пределах от $1/3$ до 1. Следовательно, при первом нагружении, которое, как правило, сопровождается пластическими деформациями микронеровностей, проводимость контакта должна более сильно зависеть от нагрузки, чем при упругой разгрузке. Это положение подтверждается опытными данными.

Результаты опытов, представленные в логарифмических координатах в виде зависимости α_m от нагрузки для различных обработок поверхностей соприкосновения, показывают, что действительно при первом нагружении и разгрузке функции $\alpha_m = f(N)$ имеют различный наклон и показатели степени β' и β лежат соответственно в пределах $1/2$ —1 и $1/3$ —1.

Так как в опытах непосредственно измеряется только полная проводимость, то для расчетов по приведенным формулам необходимо еще знание проводимости среды. В работе принимается, что проводимость среды α_c практически не зависит от сжимающей нагрузки и совпадает со значением полной термической проводимости контакта при нулевой нагрузке. Так как общая проводимость контакта $\alpha_k = \alpha_c + \alpha_m$, то в формулу подставляется разность $\alpha_m = \alpha_k - \alpha_c$.

В опытах Хелда использовалась установка стержневого типа. Результаты опытов согласуются с ранее полученными закономерностями.

стями. Следует отметить значительное различие в величине термического сопротивления в процессе первого нагружения и разгрузки, что уже отмечалось ранее [Л. 52]. Это различие значительно уменьшается при высокой чистоте обработки поверхностей. Полученные факты послужили основанием рекомендовать предварительное обжатие соприкасающихся деталей для снижения термического контактного сопротивления.

Анализируя соотношение между проводимостями мест фактического контакта и среды при соприкосновении стальных поверхностей, Хелд приходит к выводу, что в большинстве практических случаев проводимость среды имеет преобладающее значение. Это объясняется тем, что для получения соизмеримых значений проводимости фактического контакта необходимы значительные контактные давления (большие для более чисто обработанных поверхностей), реализация которых не всегда возможна. Поэтому при необходимости снижения термического сопротивления в этих случаях рекомендуется заполнение стыка средами с большой теплопроводностью (масло, лаки и т. п.).

Исследованию термической проводимости соединений, используемых в авиационной технике, посвящены работы Берцеля и др. [Л. 54, 55].

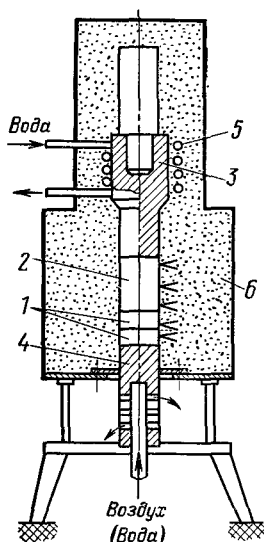


Рис. 3-20. Схема опытной установки.

1 — образцы; 2 — «тепломер»; 3 — стержень нагревателя; 4 — холодильник; 5 — обмотка индуктора; 6 — теплоизоляция.

В одной из этих работ [Л. 54] экспериментально исследовалось влияние различных факторов на термическое сопротивление контакта между алюминиевыми сплавами и нержавеющей сталью. Для опытов использовались низкие цилиндрические образцы с отношением диаметра к высоте 3:1. Среднеквадратичная шероховатость поверхностей изменялась от 6 до 120 мкм. Контролировалась также плоскостность образцов (отклонение поверхности соприкосновения от идеальной плоскости). Среднее отклонение не превышало ± 5 мкм.

Опытная установка, представленная схематически на рис. 3-20, имела индукционный нагреватель, работающий на радиочастоте. В отличие от других установок стержневого типа здесь использовался специальный оттарированный тепломер — цилиндр из электролитически чистой меди. Термодатчики в образцах были укреплены в радиальных сверлениях на различную глубину вплоть до оси (диаметр сверлений 1,2 мм). Температурный скачок определялся экстраполяцией по двум показаниям термодатчиков в образцах. Исследования проводились при постоянном контактном давлении $0,5 \cdot 10^5$ Па и различных температурах в зоне соприкосновения.

Опыты показали, что термическое сопротивление контакта уменьшается с ростом температуры и практически не зависит от

величины теплового потока. Введение между поверхностями соприкосновения фольги из теплопроводного материала заметно снижало термическое сопротивление.

Авторы работы [Л. 54] пришли к заключению, что ни один из трех способов передачи тепла через стык (теплопроводность металла в точках фактического контакта, теплопроводность среды в зазоре и лучистый теплообмен) не имеет преобладающего значения.

Более того, они сделали вывод о взаимозависимости между тремя указанными процессами. Последнее обстоятельство, по словам авторов, раньше не было обнаружено и являлось основной причиной расхождения во взглядах на роль отдельных составляющих термической проводимости в общей проводимости контакта. По этой же причине авторы отрицают возможность отдельного определения составляющих термического сопротивления контакта и их последующего суммирования как трех параллельно включенных сопротивлений. Иными словами, они считают проблему контактного сопротивления с математической точки зрения нелинейной (вследствие нелинейности граничных условий в местах, где есть прослойка среды). Решение нелинейной задачи, как известно, не может быть получено методом суперпозиции.

Выводы этой работы встречают серьезные возражения. Так как величина контактного давления составляла всего $0,5 \cdot 10^5$ Па, площадь фактического контакта была практически равной нулю. Еще Уэйлсом и Райдером [Л. 10] было показано, что при давлении порядка $0,7 \cdot 10^5$ Па термическая проводимость контакта определяется исключительно проводимостью через зазор. Поэтому вывод о равновеликом вкладе трех видов проводимости в общую проводимость контакта в этих условиях является ошибочным.

Рассуждения о нелинейности граничных условий на границах, заполненных газообразной средой полостей, также лишены основания. При сравнительно малых перепадах температур между соприкасающимися поверхностями теплопроводность среды по толщине микрослоя можно с большой точностью принимать постоянной, а лучистый теплообмен учитывать в линейном приближении.

В конце работы приводится зависимость для расчета термической проводимости контакта, основанная на формуле лучистого теплообмена, в которой показатель степени при температуре подбирается по экспериментальным данным. Эта зависимость имеет вид

$$\alpha_k = nCT_m^{n-1} (1 - \varepsilon),$$

где $\varepsilon = 0,001$; $n = 1,6 \div 3$ (для различных материалов и качества обработки поверхностей); C — константа; T_m — средняя температура контакта.

В последующей работе [Л. 55] по исследованию влияния сжимающих усилий на контактную проводимость контактное давление достигало $30 \cdot 10^5$ Па. Использовались образцы с более чистой обработкой поверхности (среднеквадратичная шероховатость лежала в пределах от 1,5 до 3,05 мкм).

Было установлено, что неплоскостность образцов, которая составляла 5,1 мкм, является более существенным фактором для контактного теплообмена, чем шероховатость. Из других выводов следует указать на изменение термического сопротивления контакта при вращении образцов, что другими исследованиями не отмечалось.

Фрид и Костелло [Л. 20] проанализировали проблему термического сопротивления контакта применительно к конструкциям космических аппаратов. Отличительными особенностями этих конструкций являются малые контактные давления и большие площади соприкасающихся деталей. Часто соединения должны работать в условиях вакуума.

Подходя к анализу проблемы, авторы записывают выражение для термической проводимости контакта как сумму трех проводимостей:

$$\alpha_k = \frac{\lambda_m}{l_m} \eta + \frac{\lambda_c}{\delta} + \alpha_l, \quad (3-12)$$

где l_m — «длина пути» теплового потока в металле, а α_l — проводимость за счет лучистого теплообмена.

Однако, записав это выражение и заметив, что в случае соизмеримости длины свободного пробега молекул газа с зазорами между поверхностями следует учитывать поверхностные эффекты, авторы указывают, что некоторые члены этого уравнения неизвестны (или их трудно вычислить) и обращаются к опытному исследованию.

Опыты проводились по методике «горячей пластины». Чистота обработки соприкасающихся поверхностей образцов проверялась в ряде мест профилеометром. Одновременно контролировалась их плоскостность.

Как уже отмечалось, особенностью рассматриваемых контактов соединений являются малые контактные нагрузки. В связи с этим опыты проводились в интервале давлений сжатия от 0 до $2,45 \cdot 10^5$ Па. Исследовались пластины из магния и алюминия. Характеристики использованных поверхностей приведены в табл. 3-3.

Т а б л и ц а 3-3

Характеристика поверхностей алюминиевых образцов

Номер образца	Высота микронеровностей, мкм	Отклонение от плоскости (общее), мкм	Вид обработки поверхности
1	0,15—0,20	114	Необработанная
2	1,22—1,65	43	Строгание
3	0,20—1,46	38	Фрезерование
4	0,15—0,20	114	Необработанная, в контакте свинцовая фольга толщиной 0,2 мм
5	0,15—0,20	114	Необработанная, в контакте алюминиевая фольга толщиной 0,05 мм

Результаты опытов (рис. 3-21) говорят о том, что неплоскостность соприкасающихся поверхностей является наиболее существенным фактором, влияющим на величину термической проводимости контакта при малых усилиях сжатия, как это ранее отмечалось в [Л. 54].

С целью уменьшения контактного сопротивления между алюминиевыми образцами была введена свинцовая фольга толщиной 0,2 мм. Даже при малых давлениях были получены хорошие результаты (кривая 4). Аналогичный опыт с мягкой алюминиевой фольгой толщиной 0,05 мм оказался менее удачным (кривая 5). Попытки использовать для этих же целей ткань из тонкой медной проволоки оказались безуспешными.

Цикл работ по экспериментальному исследованию термического сопротивления контакта для материалов, применяемых в конструкциях сверхзвуковых самолетов, был выполнен П. Е. Хижняком [Л. 57].

Были исследованы контактные пары из сплавов Д16Т, стали 30ХГСА, титанового сплава ВТЗ и смешанные пары из стали 30ХГСА и сплава ВТЗ с чистотой обработки поверхностей от 6 до 10—11-го класса. Опыты проводились на установке стержневого типа при сравнительно высоких температурах в зоне контакта (300—600° С).

Полученные зависимости термического сопротивления контакта от усилия сжатия и чистоты обработки качественно не отличаются от установленных ранее для других материалов. В ряде опытов в стык вводились прокладки из алюминиевой фольги толщиной 0,02 мм, что давало существенное снижение термического сопротивления контакта для образцов из стали 30ХГСА, особенно при нагрузках, превышающих $50 \cdot 10^5$ Па.

На основании экспериментальных данных автор пришел к выводу о нецелесообразности обработки поверхностей соприкосновения выше 9-го класса чистоты, так как выигрыш в снижении термического сопротивления контакта от дальнейшего повышения качества обработки незначителен.

В заключительной части работы предлагается полуэмпирическая зависимость для приближенного расчета термического контактного сопротивления, аналогичная по структуре формуле (3-12):

$$\alpha_k = \frac{\bar{\lambda}_m p}{0,05 \sigma_b \sqrt{h_{cp}}} + \frac{\lambda_c}{h_{cp}} \frac{\sigma_0 \varepsilon_{1-2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{T_1 - T_2}. \quad (3-13)$$

При этом указывается, что при малых нагрузках и первоначальном нагружении величина h_{cp} во втором члене правой части формулы должна быть взята с коэффициентом, большим единицы, для учета случайных более высоких выступов шероховатости. Это в ос-

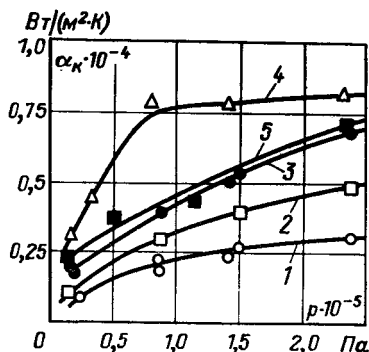


Рис. 3-21. Проводимость контакта при малых давлениях (характеристики образцов см. в табл. 3-3).

иовном относится к шлифованным поверхностям при чистоте обработки выше 7-го класса.

Бурное развитие реакторостроения потребовало еще более глубокого и полного изучения вопроса о контактном теплообмене. Как известно, при отводе огромных тепловых потоков от ядерного горючего к теплоносителю большую роль играет термическое сопротивление контакта между топливными блоками и защитной оболочкой тепловыделяющих элементов. Этим объясняется появление ряда работ, посвященных контактному теплообмену между различными металлами, в том числе и ураном, преимущественно при высоких тепловых нагрузках.

Уже на Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии (1955 г.) была представлена работа Бускотена [Л. 7], в которой излагались результаты экспериментального исследования проводимости контакта урана с алюминием. Исследования проводились на установке дискового типа. Круглая пластинка из урана толщиной 3 мм и диаметром 300 мм помещалась между алюминиевыми стержнями, по которым пропусклся определенный тепловой поток. Температура урана поддерживалась на уровне 230°С. опыты проводились в различных газовых средах (воздух, гелий, водород) при давлениях ниже атмосферного. Применялось сжатие образцов до 50·10⁵ Па. Сравнивая проводимость контакта, автор приходит к заключению, что передача тепла через зазор (среду) относительно мала.

В 1956 г. была опубликована работа Асколи и Джерманьоли [Л. 58], в которой также исследовалось термическое сопротивление между ураном и алюминием в вакууме 1—0,1 Па. Методика исследований была общепринятой. Для опытов использовались цилиндрические образцы диаметром 48 мм и длиной 60 мм. Отличием было применение больших сверлений диаметром 5 мм под термопары, которые вставлялись с наконечниками (вопрос об оттоке тепла и ошибках измерения температуры для этого случая был решен с помощью специального эксперимента).

Результаты опытов, проведенных при различных контактных давлениях и тепловых нагрузках, представлены в табл. 3-4.

Эти опыты интересны в том отношении, что, будучи проведенными в вакууме, когда термической проводимостью среды можно пренебречь, они позволили получить данные о проводимости металлического контакта, которая существенно зависит от силы сжатия. Затем были выполнены измерения в воздушной среде. Они показали значительное снижение термического сопротивления контакта (рис. 3-22), что можно объяснить передачей значительного количества тепла через среду.

В другой работе [Л. 59] тех же авторов изучалась зависимость контактной проводимости от чистоты обработки поверхности. Исследовались поверхности с шероховатостью от 0,2 до 20—30 мкм. опыты проводились в воздухе или азоте при атмосферном давлении и в вакууме. Для пары уран — алюминий проводимость среды мало сказалась на общей термической проводимости контакта.

Анализируя опытные данные авторов, нельзя не отметить, что в ряде случаев расположение кривых для различных обработок соприкасающихся поверхностей дает основание предполагать наличие неплоскостности образцов или их волнистости. К сожалению, этому вопросу в работе не уделено внимания, и весьма интересные опыты по определению чистой проводимости контакта (опыты в вакууме)

Таблица 3-4

Термическое сопротивление контакта алюминия с ураном
в вакууме, $10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$

Контактное давление $p \cdot 10^{-6}, \text{ Па}$	Плотность теплового потока на поверхности контакта, ($\text{Вт}/\text{м}^2$) $\cdot 10^{-3}$							
	37	50	66	81	96	118	154	170
0	9,20	—	9,60	10,7	—	—	—	—
29	7,10	6,87	6,81	5,18	—	4,36	—	—
57	—	—	4,54	4,19	—	2,56	—	—
60	5,40	—	—	—	—	—	—	—
96	—	—	—	—	—	—	1,86	—
100	—	—	—	3,44	—	—	—	—
110	2,56	—	—	—	—	—	—	—
114	—	—	2,97	—	—	2,33	—	—
119	3,36	—	—	—	—	—	—	—
156	—	—	—	—	—	—	1,86	—
162	—	—	1,57	—	—	—	—	—
167	1,80	—	—	2,39	1,86	1,51	—	1,86
172	—	—	—	—	—	2,33	—	—
217	1,92	—	—	—	—	—	—	—

в данном случае не могут служить основой для анализа явления контактной проводимости.

В работах Бусхотена и Ван-дер-Хелда 1957 г. [Л. 7] на установке дискового типа был измерен коэффициент теплопередачи стыка между алюминием, с одной стороны, и алюминием, сталью и ураном, с другой. Зазор между металлическими поверхностями был заполнен воздухом, гелием, водородом и некоторыми жидкостями. Давление газа изменялось в пределах от 1 до 10^5 Па.

Результаты экспериментов для пар алюминий — алюминий и алюминий — уран при контактном сжатии $35 \cdot 10^5$ Па приведены на рис. 3-23. Температура контактной зоны во всех экспериментах поддерживалась на уровне 150°С . Тепловой поток в большинстве случаев был около $25 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Шероховатость контактных поверхностей, определенная профилометром, была около 10 мкм. Микрофотография стыка алюминия с алюминием показала, что толщина зазора между соприкасающимися поверхностями составляла примерно 15 мкм.

Результаты опытов свидетельствуют о том, что тепловая проводимость контакта α_k состоит из двух компонентов — проводимости металлического контакта α_m и проводимости газовой прослойки α_g . Например, для пары алюминий — алюминий $\alpha_m = 11,8 \cdot 10^3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, а α_g для воздуха, гелия и водорода при атмосферном давлении соответственно составляет $3,7 \cdot 10^3$; $7,4 \cdot 10^3$ и $12,5 \cdot 10^3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Приведенные цифры получены для контактного давления 35×10^5 Па. При малом давлении порядка 10^5 Па можно считать, что

все тепло проходит через газовую прослойку. Полученные для этого случая экспериментальные значения α_k в среде воздуха, гелия и водорода, соответственно равные $2,66 \cdot 10^3$; $2,7 \cdot 10^3$ и $9,65 \cdot 10^3$ Вт/(м²·К), близки к указанным значениям проводимости среды.

Для более тщательной проверки высказанного предположения были проведены опыты при заполнении стыка кремнеорганической жидкостью и глицерином. В этом случае предполагаемая проводимость контакта должна равняться $3,7 \cdot 10^3$ Вт/(м²·К).

Расчетные величины находились в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

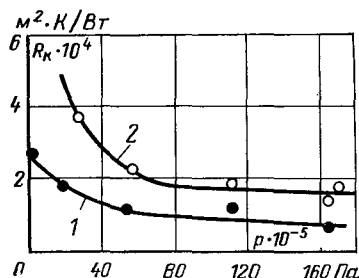


Рис. 3-22. Термическое сопротивление контакта алюминий — уран.

1 — в воздухе при атмосферном давлении; 2 — в вакууме $1 \sim 0,1$ Па.

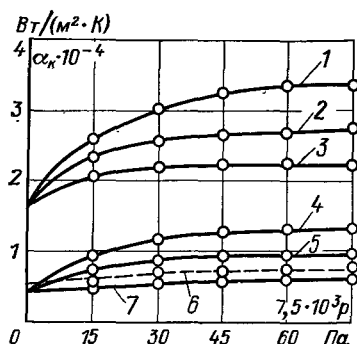


Рис. 3-23. Тепловая проводимость контакта при различном давлении окружающей среды.

1, 2, 3 — алюминий — алюминий в среде водорода, гелия и воздуха; 4 и 5 — алюминий — уран в среде водорода и гелия; 6, 7 — алюминий — уран в воздушной среде.

Из формулы $\delta_s = \lambda_s / \alpha_s$ авторы получили для гелия и водорода величины зазоров δ_s , близкие к 15 мкм (табл. 3-6). Для стыка, находящегося в воздухе, был найден зазор, равный приблизительно половине указанной величины, что авторы объяснили неточностью измерений шероховатости контактных поверхностей. В работе отмечено, что снижение проводимости контакта (рис. 3-25) начинается при давлении, для которого свободный пробег молекул газа становится соизмеримым с толщиной газовой прослойки. На рис. 3-25 для стыка алюминий — уран в воздухе приведены две кривые, представляющие максимальные и минимальные данные измерений. По всей вероятности, в этом случае большую роль играет образование пленки окислов, так как для урана, нагретого до 150° С, окисление происходит наиболее интенсивно.

На основании полученных данных в работе сделана попытка рассчитать количество и размер контактных пятен. Аналогичный пример такого расчета для электрического контакта можно найти у Хольма [Л. 6]. Однако, если в условиях электрического контакта проводимостью через газ можно пренебречь, то для термического контактирования этого сделать нельзя. В первом приближении, счи-

тая, что проводимость среды незначительно влияет на проводимость металлического контакта, авторы [Л. 7] полагают $\alpha_k = \alpha_c + \alpha_m$.

Если при соприкосновении металлов контактные пятна имеют форму круга с некоторым радиусом a и лежат на расстоянии друг от друга, большем, чем радиус, то для проводимости α_m может быть использована формула (3-14), полученная в результате упрощения выражения для контактной проводимости, приведенного в [Л. 12]:

$$\alpha_m = 2n_1 a \lambda_m. \quad (3-14)$$

Чтобы найти n_1 и a , авторы приняли по Хольму, что среднее давление на площадках фактического контакта $p_{\text{факт}}$ равно $0,6 \text{ НВ}$. Тогда для контактного давления можно написать выражение $p = p_{\text{факт}} \lambda a^2 n_1 = 0,6 \text{ НВ} \cdot \lambda a^2 n_1$. Подставляя в это соотношение значение $n_1 a$ из формулы (3-14), после преобразования получим:

$$a = \frac{\lambda_m p}{\alpha_m \text{ НВ}}.$$

Результаты расчетов a по этой формуле и соответственного количества пятен, произведенных по экспериментальным значениям проводимости фактического контакта α_m , сведены в табл. 3-5.

Таблица 3-5

Расчет размера и количества контактных пятен по тепловой проводимости фактического контакта

Контакт	$\text{НВ} \cdot 10^{-5}, \text{ Па}$	$\lambda_T, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$	$p=35 \cdot 10^5 \text{ Па}$			$p=70 \cdot 10^5 \text{ Па}$		
			$\alpha_m^*, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$	$a, \text{ мкм}$	$n_1, 1/\text{см}^2$	$\alpha_m^* = \frac{\alpha_k - \alpha_c}{\lambda_T / (\text{м}^2 \cdot \text{К})}$	$a, \text{ мкм}$	$n_1, 1/\text{см}^2$
Алюминий-алюминий	$1,43 \cdot 10^4$	162	11 850	34	96	22 800	35	181
Алюминий-железо	$1,92 \cdot 10^4$	33,2	4900	28	141	9550	28	280
Алюминий-уран	$2,41 \cdot 10^4$	21,2	1850	49	46	—	—	—
			2800	42	106	5020	36	170

Из табл. 3-5 следует, что средний размер и количество контактных пятен для различных стыков приблизительно одинаковы. Кроме того, изменение сжатия до $70 \cdot 10^5 \text{ Па}$ не влияет на средний размер контактных пятен, а увеличивает только количество пятен. Более того, размер пятна 30 мкм оказался независимым от материала соприкасающихся образцов. В работе [Л.6] для меди, никеля, графита по измерениям электрического сопротивления были получены близкие значения a , равные соответственно 34, 27, 35 мкм.

На основании независимости размера контактного пятна от силы сжатия и материала стыка авторы [Л.7] предложили следующую методику оценки проводимости контакта:

α_c рекомендуется оценивать по толщине зазора, который во многих случаях предлагается принимать равным 15 мкм; α_m реко-

мендуется оценивать по формуле $\alpha_m = \lambda_m p / a$ НВ при $a = 30$ мкм; α_k рекомендуется принимать равным $\alpha_m + \alpha_c$.

Следует отметить, что первая рекомендация не имеет под собой достаточных оснований, так как толщина контактного зазора в зависимости от чистоты и вида обработки может изменяться в широком диапазоне.

В последующие годы в связи с развитием реакторостроения и использования естественного урана, заключенного в оболочку из магниевых сплавов, в зарубежной литературе появились ряд работ, касающихся исследования термического сопротивления контакта между ураном и магниевыми сплавами.

Так, в работе Скиппера [Л.60] экспериментально исследовалось термическое сопротивление контакта между ураном и магноксом на установке дискового типа. Поверхность уранового диска была обработана так же, как поверхность уранового стержня тепловыделяющего элемента перед очехловкой.

Результаты опытов указывают на значительное снижение контактного сопротивления с ростом температуры, что объясняется уменьшением твердости сплава магнокс. Величина температурного скачка при плотности теплового потока $0,47 \cdot 10^6$ Вт/м² оказалась довольно значительной и составляла 30—10°С для температур 100 и 400°С соответственно (контактное давление $10,5 \cdot 10^5$ Па, среда — аргон).

Три доклада на эту же тему были представлены на Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии.

В докладе Скиппера и Уоттона [Л.16] изложены результаты исследования зависимости термического сопротивления контакта урана и сплава магнокс от контактного давления, температуры контактной зоны, давления заполняющего зазор газа, шероховатости поверхностей, степени окисления урана, времени и других факторов. Опыты проводились на установке дискового типа, поперечный разрез которой представлен на рис. 2-7. В качестве образцов использовались урановые диски диаметром 25,4 и толщиной 1,5 мм.

Температурный градиент в магниевых цилиндрах измерялся с помощью десяти термопар по пяти на каждом цилиндре. Термопары вставлялись в радиальные отверстия глубиной 9,5 мм и диаметром 6,4 мм и выводились через пробки из магниевого сплава. Расстояние каждой термопары от контактной поверхности тщательно измерялось с помощью микроскопа. Предполагалось, что температурные скачки в обоих контактах одинаковы. Такое предположение справедливо только в том случае, когда две стороны диска имеют строго идентичную обработку.

Опыты проводились при сжатиях, имеющих место в реакторах с газовым охлаждением, т. е. для случая, когда сила сжатия поверхностей урана и оболочки обуславливается разницей между давлением охлаждающего теплоносителя и давлением газа, которым заполнено контактное пространство.

Как показали эксперименты, для неокисленных образцов температурный скачок падает при повышении температуры контактной поверхности.

Полученные при исследованиях результаты имели хорошую сходимость с исследованиями других авторов по характеру зависимостей, но большие отличия по абсолютным величинам термических сопротивлений. Эти разногласия, вероятно, обуславливаются

различной степенью окисления уранового диска, что затрудняет точную оценку качества поверхностей.

Авторы работы рассматривают общее термическое сопротивление контакта как результирующее трех параллельных сопротивлений — сопротивления мест фактического контакта, прослойки среды и лучистого теплообмена. Последним сопротивлением они пренебрегали. Предположение о независимости первых двух сопротивлений друг от друга, по их мнению, хотя и не совсем точно, но все же достаточно справедливо в большинстве случаев.

Снижение термического сопротивления контакта при увеличении температуры поверхностей объяснялось увеличением площади непосредственного контакта за счет уменьшения твердости магниевого сплава.

По мере понижения давления окружающего контакт газа, начиная с $3 \cdot 10^4$ Па (рис. 3-24), величина термического сопротивления контакта увеличивается и при давлении $1,3 \cdot 10^2$ Па превышает первоначальную в 4 раза. При более низких давлениях контактное сопротивление остается постоянным. Понижение проводимости в этом случае обуславливается уменьшением теплопроводности газа и связано с увеличением свободного пробега молекул, который становится вначале соизмеримым, а затем превышает величину зазора между поверхностями. В некоторых работах по этой теме, проведенных ОКАЗА (Управление по атомной энергии Великобритании), было найдено, что проводимость через газ начинает уменьшаться при значении свободного пробега молекул около $1/40$ от средней величины зазора между поверхностью урана и внутренней поверхностью оболочки. В работе отмечено, что на величину температурного скачка в контакте существенно влияет иаличия окисной пленки. Кроме того, установлено, что в течение некоторого времени после первоначального приложения нагрузки температурный скачок имеет тенденцию к понижению, достигая минимальной величины через несколько часов.

Проведенные авторами [Л. 16] эксперименты ставили своей задачей оценить термическое сопротивление контакта между ураном и оболочкой при нормальных условиях работы. Результаты показали, что при рациональной конструкции тепловыделяющего элемента величина этого сопротивления составляла $0,58 \cdot 10^{-4}$ м²·К/Вт.

Во всех рассмотренных до сих пор работах по контактному термическому сопротивлению в тепловыделяющих элементах исследовался плоский контакт. В действительности же тепловыделяющие элементы ядерных реакторов с газовым охлаждением представляют собой охелюванные цилиндрические сердечники из урана.

В работе Стора, Энгландера и Готрона [Л. 61] описываются опыты по определению температурного скачка между соприкасающимися цилиндрическими поверхностями топливного сердечника и оболочки, оребренной с наружной стороны. В этих опытах исследовался полый топливный сердечник (втулка), нагреваемый изнутри за счет излучения от графитового нагревателя. Термодпары, расположенные в урановой втулке и в оболочке (в отверстиях у основания ребер), позволили получать распределение температур в элементе. Термическое сопротивление контакта оказалось равным $0,7 \cdot 10^4$ м²·К/Вт при внешнем давлении на оболочку $10 \cdot 10^5$ Па. Увеличение внешнего давления соответственно снижало эту величину.

В работе Стора, Кайле, Готрона и Монтежю [Л. 62] сообщалось об использовании электронного обогрева топливной втулки.

Опытный элемент в этом случае представлял собой по существу коаксиальный диод с урановой втулкой в качестве анода. Подобный же метод позднее был использован Хейгом и Даусоном [Л.63] при исследовании контактного термического сопротивления в тепловодящих элементах для реактора в Колдер-Холле.

В исследованиях Брутто, Казагранде, Перона [Л.64] также экспериментально определялось термическое сопротивление контакта между цилиндрическими поверхностями. Однако методика эксперимента существенно отличалась от всех предыдущих.

В этой работе использовалась установка типа теплообменника «труба в трубе». Внутренняя трубка, имитирующая тепловыделяющий элемент, омывалась снаружки горячей, а изнутри холодной водой. В одном случае эта трубка изготовлялась целиком из меди, а в другом — двухслойной, из меди и алюминия. По тепловому балансу определялись количество тепла, переданное через поверхность трубок, и полное термическое сопротивление поверхности теплообмена. Термическое сопротивление контакта определялось как разность между полным термическим сопротивлением двух трубок (составной и цельной) с учетом поправки на разную теплопроводность меди и алюминия. Этот метод позволял проводить сравнения для различных технологических процессов очехловывания «топливных сердечников» (холодная и горячая протяжка, гидроопрессовка и пр.). В опытах достигались плотности теплового потока до $0,9 \cdot 10^6$ Вт/м².

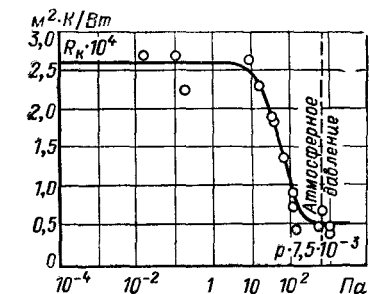


Рис. 3-24. Термическая проводимость стыка магнокс — уран в зависимости от давления среды (среда — гелий, удельное сжатие $10,5 \cdot 10^5$ Па, температура стыка 300°C).

Термическое сопротивление цилиндрического контакта алюминия и меди для образцов, полученных холодной протяжкой, с различной толщиной алюминиевого покрытия оказалось в пределах от $0,045 \cdot 10^{-4}$ до $0,085 \cdot 10^{-4}$ м²·К/Вт и не зависело от величины теплового потока. Оно оказалось значительно ниже асимптотического значения $0,16 \cdot 10^{-4}$ м²·К/Вт, к которому стремится термическое сопротивление плоского контакта при увеличении сжимающего усилия.

Различие объясняется отсутствием пластического течения материалов во втором случае.

Авторы приходят к выводу, что при изготовлении образцов протяжкой происходит взаимное внедрение выступов шероховатости и по всей поверхности соприкосновения получается сплошной металлический контакт, что подтверждалось с помощью ультразвуковой дефектоскопии. Термическое сопротивление в этом случае они связывают только с наличием тонкого слоя окислов.

В последующие годы появилось еще несколько работ, относящихся к контактному теплообмену в тепловыделяющих элементах ядерных энергетических реакторов.

В 1961 г. на международной конференции по теплопередаче в Колорадо-Спрингз (США) Сандерсоном был представлен доклад на тему «Теплоэнергопередача от уранового топлива к магниевой оболочке тепловыделяющего элемента для реакторов с газовым охлаждением» [Л.65]. Эта работа по существу являлась дальнейшим развитием исследований термического сопротивления контакта уран-магний. В ней ставилась задача получить фундаментальные сведения о механизме теплопередачи в контакте. Была заново спроектирована опытная установка стержневого типа. Для повышения точности результатов температуры в каждом сечении цилиндрических образцов измерялись в ряде радиальных сверлений разной глубины. Поверхности соприкосновения тщательно обрабатывались. Неплоскостность их составляла 2,5—5 мкм при шероховатости 0,12—0,25 мкм. Распределение температур по длине образцов вычислялось, исходя из линейной зависимости, методом наименьших квадратов по показаниям 18 термомпар (в восьми сечениях по длине). Несмотря на принятые меры по повышению точности эксперимента, суммарная погрешность в определении термического сопротивления контакта в ряде случаев достигала $\pm 60 \div 100\%$ (для высоких давлений сжатия, когда температурный скачок в плоскости контакта составлял примерно 5°C). Опытные данные по зависимости термического сопротивления контакта от относительной площади фактического контакта в различных газовых средах и вакууме представлены на рис. 3-25. На графике ясно виден переход от условий, когда значительная доля тепла передается через прослойку среды (малые давления сжатия и температуры), к условиям, когда проводимость мест фактического контакта становится преобладающей. При низких давлениях и температурах основное количество тепла (около 80%) проходит через газовую прослойку. При высоких температурах и контактных давлениях, наоборот, более 90% тепла идет через места фактического соприкосновения. Наличие оксидной пленки приводит к увеличению роли проводимости среды даже при высоких давлениях сжатия и температурах.

Интересные результаты были получены при изменении давления окружающей среды (гелий, аргон) при температуре контактной зоны 200°C и контактном давлении $7 \cdot 10^5$ Па. Эти результаты показывают, что при давлении газа меньше $6,6 \cdot 10^2$ Па эффективная теплопроводность среды практически равна нулю. Выше этого давления эффективная теплопроводность газа быстро возрастает до давления порядка $6 \cdot 10^4$ Па и далее незначительно увеличивается вплоть до давления порядка $1,8 \cdot 10^5$ Па (максимальное давление в опытах $3,3 \cdot 10^5$ Па). Эти эффекты, согласующиеся с теорией проводимости через тонкие газовые прослойки, будут нами в дальнейшем рассмотрены более подробно.

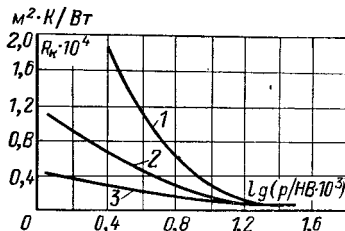


Рис. 3-25. Термическое сопротивление контакта уран — магний.

1 — вакуум 0,1 Па; 2,3 — аргон и гелий при атмосферном давлении.

Весьма интересна последняя группа работ по термическому сопротивлению в тепловыделяющих элементах, где затрагивается вопрос о термическом сопротивлении контакта металл-керамика.

В двух работах Пирсона [Л.66, 67] анализируются условия теплообмена между ядерным топливом и оболочкой в тепловыделяющих элементах различных типов.

Так как максимальные температуры современных уран-магнковых тепловыделяющих элементов ограничены, то для дальнейшего увеличения температур необходим переход на оболочки из других материалов и керамические топлива — двуокись или карбид урана.

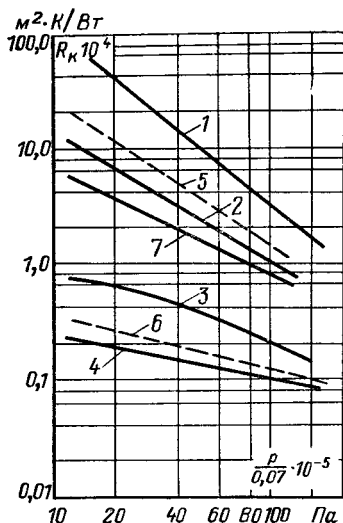
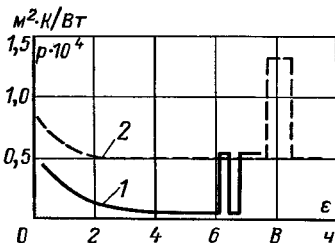


Рис. 3-26. Термическое сопротивление контакта различных материалов в среде гелия и смеси гелия с 50% ксенона и криптона (кривые 1 и 3).

1, 2 — двуокись урана — нержавеющая сталь; 3, 4 — шлифованный уран — магнокс; 5 — шероховатая двуокись урана — нержавеющая сталь; 6 — грубо обработанный уран — магнокс; 7 — карбид урана — графит.

Рис. 3-27. Зависимость термического сопротивления от времени контактирования стыка уран — магнокс.

1 — чистая поверхность; 2 — окисленная поверхность.



Этот переход особенно остро выдвигает проблему контактного теплообмена, так как керамические топлива не вступают в тесный контакт с оболочкой, а продукты деления (ксенон, криптон), поступающие в зазор, резко уменьшают проводимость среды.

Значение термического контактного сопротивления некоторых видов керамического топлива с оболочками, представленные на рис. 3-26, указывают на значительное возрастание его величины по сравнению с сопротивлением контакта уран-магнокс.

Некоторые дополнительные данные были получены и по влиянию времени контакта на термическое сопротивление стыка уран-магнокс. Стабильное значение сопротивления наступало после 2—3 ч (рис. 3-27). На этом же графике видно, что откачка гелия до давления $6,6 \cdot 10^{-2}$ Па увеличивает термическое сопротивление чистого контакта в 15 раз, а окисленного — только в 2 раза. Этот факт свидетельствует о том, что при сильно окисдриванной поверхности основной вклад в термическую проводимость контакта вносит проводимость среды.

Наиболее полное исследование термического сопротивления контакта двуокиси урана с нержавеющей сталью было выполнено Рей-пиром, Джонсом и Мак-Интошем [Л.68].

Для исследования использовалась обычная установка дискового типа. Так как опыты проводились при температуре до 600°C , то большое внимание было уделено снижению потерь тепла боковыми поверхностями образцов. Центральные рабочие стержни установки были окружены полым защитным цилиндром, температура внутренней поверхности которого подгонялась к наружной температуре рабочих участков в соответствующих сечениях. Опытные образцы представляли собой диски диаметром 20 мм и толщиной 2 мм для стальных образцов из двуокиси урана. В стальных дисках закреплялось по одной термопаре, а в керамических — по четыре.

Поверхности соприкосновения подвергались особенно тщательной обработке, так как предварительные опыты вследствие неплоскостности образцов давали значительный разброс значений термического сопротивления и воспроизводимость результатов не обеспечивалась. Поэтому вначале поверхности образцов притирались до оптической плоскостности, а затем им придавалась определенная степень шероховатости. Средняя высота шероховатостей для двух соприкасающихся поверхностей составляла 0,11—14,17 мкм. Перепад температур в плоскости контакта изменялся от 55 до 410°C , что обеспечивало высокую точность определения величины термического сопротивления (погрешность не превышала 12%).

Исследования проводились в среде гелия, аргона и неона при давлении от $9,3 \cdot 10^2$ до $1,6 \cdot 10^5$ Па и в вакууме 0,1 Па при контактом давлении $40 \cdot 10^5$ Па.

Вследствие плохой теплопроводности и высокой твердости двуокиси урана проводимость мест фактического контакта оказалась незначительной. Проводимость газа, как и в работе [Л.65], повышалась с ростом давления вплоть до $1,6 \cdot 10^5$ Па. При сравнительно высоких температурах в зоне контакта и больших скачках температуры в плоскости соприкосновения проводимость через зазор за счет лучистого теплообмена оказалась незначительной.

Термическое сопротивление контакта двуокиси урана с циркулирующим в среде гелия, аргона, криптона и ксенона было исследовано в [Л.69].

Среди экспериментальных исследований контактного теплообмена имеется еще одна группа работ, в которых рассмотрено влияние направления теплового потока на термическое сопротивление контакта разнородных металлов.

В 1961 г. Роджерс [Л.22] обратил внимание на факт, отмеченный ранее Берцелем [Л.54], что термическое сопротивление контакта стали и алюминия зависит от направления теплового потока, а именно, проводимость от алюминия к стали была выше, чем от стали к алюминию.

Для исследования этого эффекта им была создана специальная установка стержневого типа (рис. 2-14), позволяющая изменять направление теплового потока при сохранении контакта неизменным.

Исследования, проведенные с контактом алюминий — сталь при температурах 50 — 140°C и удельном сжатии $8,5 \cdot 10^5$ Па, показали, что разница в проводимости при изменении направления теплового потока составляла примерно 100% для опытов в вакууме и 20% для опытов в воздушной среде. Вместе с тем было отмечено, что подобный эффект не наблюдался для контактов хромель-алюмель и

сталь-медь. Как указывает автор, в последнем случае это, по-видимому, объясняется наличием окислов. Эффект направленности теплового потока для стыка сталь-алюминий исчезал при постановке между образцами прокладки из слюды. По мнению автора, этот эффект направления теплового потока можно связать с механизмом проводимости в точках металлического контакта. Когда металлы, имеющие различные значения работы выхода, находятся в контакте, то создается потенциальный барьер, который может уменьшить дрейф свободных электронов в одном направлении и увеличить в другом.

В теоретическом плане этот вопрос подробно рассмотрели Джун Синг Муно и Книлер [Л. 70]. Связывая эффект с электронной проводимостью металлического контакта, авторы показали, что термическая проводимость стыка, если предположить отсутствие электрического тока между образцами, зависит от разности энергий электронов для различных металлов. Порядок величины этого влияния, полученный теоретическим путем, соответствует экспериментальным данным работы [Л. 22]. Отсутствие этого эффекта для контакта хромель-алюмелевых образцов объясняется тем, что последние имеют фонную проводимость, которая от направления теплового потока не зависит. Однако Поуэлл, Тий и Джолифе [Л. 71] экспериментально не обнаружили влияния направления теплового потока на термическую проводимость не только стыка сталь-алюминий, но и других материалов с различными механизмами теплопроводности, как, например, сталь-полупроводник (германий), где этот эффект должен быть максимальным. Как отмечалось в этой работе, эффект направления теплового потока, обнаруженный на опытах со сравнительно большими поверхностями соприкосновения, может быть скорее объяснен различным термическим короблением поверхностей при разных направлениях теплового потока. Примерно те же соображения высказывает и Уильямс [Л. 72].

Вполне возможно, что в работе [Л. 22] не были учтены некоторые побочные факторы, такие, например, как возможность образования естественной термодпары в сборке «холодильник, образцы, нагреватель» и появление тока через контакт, что, естественно, не учитывалось при теоретическом рассмотрении [Л. 70]. Это могло оказать решающее влияние на экспериментальные данные.

В заключение обзора экспериментальных исследований следует остановиться еще на одном вопросе. По мере накопления опытных данных по термическому контактному сопротивлению все более актуальной становится задача по обобщению результатов и получению расчетных соотношений.

Еще в 1943 г. Эллок [Л. 73] предложил обрабатывать опытные данные по контактному теплообмену в безразмерной форме в виде зависимости, полученной на основании анализа размерностей

$$\frac{\alpha_K l}{\lambda_m} = f\left(\frac{p}{HB \Phi}\right),$$

где l — характерный размер, определяющий шероховатость поверхности (за этот размер может быть принята средняя высота выступов шероховатости h_{cp}), а Φ — безразмерный фактор формы шероховатости. Однако это уравнение не отражало всех особенностей контактного теплообмена, так как при выводе его не учитывалась передача тепла через среду в зазоре. Указанное уравнение можно

было использовать при обработке опытных данных по контактной проводимости в вакууме.

Позже Уиллер [Л. 74] представил данные по термической проводимости фактического контакта (контакт в вакууме) в зависимости от величины относительного давления p/σ_t . При этом он получил некоторую единую закономерность для различных контактных пар, особенно четко указывающую на преимущества применения относительно мягких материалов для увеличения контактной проводимости.

В 1960 г. Графф [Л. 75] предпринял новую попытку обобщить экспериментальные данные по контактному теплообмену в безразмерном виде. Результаты обработки показали, что опытные данные образуют семейство кривых, параметром для которых служит шероховатость поверхности. Однако эти же результаты свидетельствовали о недостаточной тщательности постановки эксперимента, так как в ряде случаев наблюдалось пересечение кривых, относящихся к одному и тому же материалу, но с различной чистотой обработки поверхностей.

Более удачная система критериев была предложена И. Т. Швецом и Е. П. Дыбаном [Л. 76]. На основании элементарных соображений они предложили следующее критериальное уравнение для описания закономерностей контактного теплообмена:

$$Nu_K = 1 + (p/\sigma_B)^n,$$

где Nu_K — безразмерный комплекс, напоминающий по структуре критерий Нуссельта, равный $\alpha_L h_0 / \lambda_c$ (h_0 — начальная высота выступов шероховатости для одной из поверхностей).

В результате обработки опытных данных было получено следующее критериальное уравнение:

$$Nu_K = 1 + 85 (p/3\sigma_B)^{0,8}.$$

По утверждению авторов это уравнение обобщает большинство опытных данных с точностью $\pm 15\%$. В некоторых случаях при контакте смешанных пар (например, дюраль-латунь, сталь-дюраль) отклонение опытных данных достигает 50% и более. Авторы склонны связать это отклонение с влиянием направления теплового потока на контактный теплообмен разнородных металлов.

На основании приведенного обзора чисто экспериментальных и некоторых экспериментально-теоретических работ по термическому контактному сопротивлению можно сделать следующие выводы.

При соприкосновении двух твердых тел вследствие дискретности контакта возникает дополнительное контактное термическое сопротивление. В зависимости от нагрузки и чистоты обработки поверхностей соприкосновения меняются площадь фактического контакта и объем прослойки среды между выступами шероховатости, что в свою очередь приводит к изменению термического сопротивления. Поэтому задача контактного теплообмена не может быть успешно решена без анализа механического контактирования шероховатых поверхностей.

Большинство проведенных исследований носило чисто экспериментальный характер, поэтому, несмотря на значительный объем выполненных работ, ряд вопросов теплообмена остался невыясненным.

В отдельных исследованиях дается различная трактовка явления передачи тепла через контакт двух металлов.

3-4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАБОТЫ

Кроме изучения физической картины контактного теплообмена рядом авторов предпринимались попытки описать этот процесс аналитически. Применялись различные методы решения этой задачи, однако в основе всех работ делались предположения о равномерности распределения контактных пятен по номинальной площади соприкосновения и затем рассматривалось единичное пятно контакта. Первым наиболее полным и интересным является исследование Четинкала и Фишендена [Л.12], выполненное в 1951 г. Так как эта работа считается своего рода классической, а результаты ее широко используются в различных исследованиях по контактному теплообмену, то рассмотрим ее наиболее подробно.

Теоретическое исследование контактного теплообмена основывается на идеализированной модели контакта шероховатых поверхностей, согласно которой две прижимаемые друг к другу параллельные поверхности (в данном случае торцы двух металлических стержней) соприкасаются только в ограниченном числе одинаковых по размеру контактных пятен круглой формы. Контактные пятна, общая площадь которых мала по сравнению с видимой поверхностью соприкосновения, равномерно распределены по поверхности контакта, а расстояния между ними значительно превышают высоту микрошероховатостей. Пространство между выступами шероховатостей заполнено воздухом или иной теплопроводной средой. В этом случае стержень можно условно разбить на n элементарных параллельных цилиндров — контактных элементов, каждый из которых имеет только одно пятно непосредственного контакта, и рассматривать течение тепла только в одном таком элементе.

Линии теплового тока при течении тепла от одного стержня к другому по мере приближения к зоне контакта стягиваются к контактным пятнам из-за большого термического сопротивления среды, заполняющей зазор.

Для упрощения задачи контактный элемент принимается за круговой цилиндр радиуса r_0 (равновеликий по площади правильному шестиугольнику) с круглым пятном контакта радиуса a в центре и постоянной толщиной зазора δ , как это показано на рис. 3-28.

Так как отношения δ/r_0 и λ_c/λ_m малы, то теплом, проходящим по зазору в радиальном направлении, можно

пренебречь. Ось x располагается таким образом, что делит зазор δ пропорционально отношениям $\lambda_{m2}/(\lambda_{m1}+\lambda_{m2})$ и $\lambda_{m1}/(\lambda_{m1}+\lambda_{m2})$. В этом случае плоскость $y=0$ будет изотермической. Ось y совпадает с осью цилиндра.

Для определения термического сопротивления контактного элемента необходимо найти трехмерное поле температур соприкасающихся полуограниченных цилиндров, т. е. найти решение уравнения Лапласа, удовлетворяющее краевым условиям.

Так как точное аналитическое решение задачи о течении тепла в такой пространственной области с различными граничными условиями затруднительно, то для определения стационарных температурных полей был применен численный метод решения — метод релаксации. Этим методом было исследовано десять вариантов задач, определяемых безразмерными комплексами a/r_0 и $r_0\lambda_c/\delta\lambda_m$, которые практически охватывают все реальные случаи. В пяти вариантах менялось отношение a/r_0 при постоянном значении комплекса $r_0\lambda_c/\delta\lambda_m$, а в остальных пяти, наоборот, отношение a/r_0 сохранялось постоянным. Для одного из вариантов было принято $a/r_0=0$ (предельный случай), когда линии теплового тока до плоскости контакта параллельны оси цилиндра. Для полученных релаксационным методом температурных полей были вычислены некоторые функции тока.

Результаты расчета одного из вариантов представлены на рис. 3-29, где показаны изотермы и граничная линия теплового тока, разделяющая области тепловых потоков, идущих через пятно фактического контакта и через зазор.

Штриховой линией выделена та изотерма, которая при отсутствии зазора (идеальный контакт) совпала бы с плоскостью $y=0$. Следовательно, перепад температур ΔT_k между этой изотермой и изотермой, совпадающей с

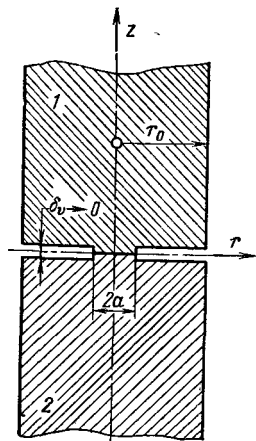


Рис. 3-28. Контактующий элемент.

1, 2 — элементы контактирующих тел.

осью X , представляет собой тот дополнительный температурный напор, который необходим для преодоления термического сопротивления контакта.

Так как граничная линия тока известна, то в дальнейшем потоки тепла, идущие через фактический контакт и зазор, рассматриваются независимо друг от друга. Таким образом, контактный элемент принимается как

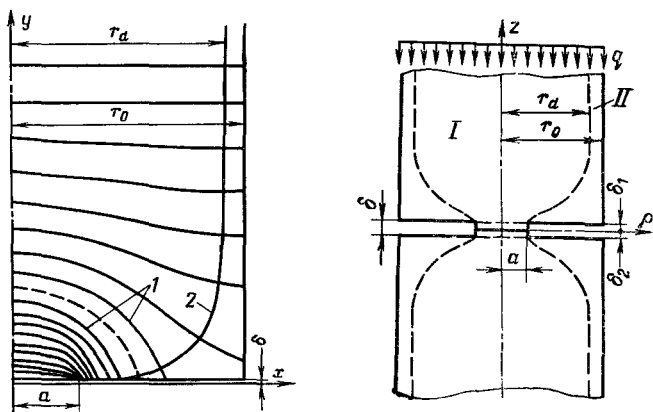


Рис. 3-29. Изотермы цилиндрического элемента с одним пятном касания.

I — изотермы (перепады температур между изотермами равны); 2 — линия тока, разделяющая тепловые потоки, идущие через зазор и пятно контакта.

Рис. 3-30. Каналы теплового тока.

бы составленным из двух изолированных тепловых каналов I и II (рис. 3-30).

Общий поток тепла через контактный элемент легко вычисляется по градиенту температуры вдали от плоскости контакта. Поток тепла, идущий через зазор, также легко определяется по известному распределению температур на границах зазора. Разность этих двух потоков дает поток тепла, идущий через фактический контакт.

Как известно, полное термическое сопротивление определяется соотношением

$$R = \frac{\Delta T}{Q}.$$

Поэтому делением перепада температур ΔT_K на соответствующие потоки тепла были определены составляю-

щие термического сопротивления контакта R'_I и R'_{II} , относящиеся к тепловым каналам I и II , и по правилу сложения параллельно включенных сопротивлений — полное термическое сопротивление контактного элемента R'_K .

Результаты такого расчета представлены в табл. 3-6 вместе со значениями, вычисленными по приводимым ниже теоретическим формулам (3-15) — (3-17).

Таблица 3-6

Термическое сопротивление контакта двух цилиндров с одним пятном касания

№ п.п.	a/r_0	$\frac{r_e \lambda_c}{\delta \lambda_M}$	R'_M	R'_C	R'	$R'_{M.T}$	$R'_{C.T}$	R'_T	$\frac{R'_T - R'}{R' \times 100} \%$
			По методу релаксации			Теоретическое			
1	0	0,090	—	11,79	11,79	—	11,79	11,79	0
2	1/18	0,090	14,41	11,79	6,48	4,12	11,79	6,42	—0,9
3	1/6	0,090	4,23	11,84	3,11	4,24	11,79	3,12	0,3
4	5/18	0,090	2,18	12,10	1,85	2,22	11,79	1,87	1,1
5	1/2	0,090	0,76	13,05	0,72	0,80	11,79	0,75	4,2
6	1/6	0,009	4,26	128,20	4,13	4,35	117,93	4,20	1,7
7	1/6	0,180	4,16	5,89	2,44	4,13	5,90	2,43	—0,4
8	1/6	0,900	3,52	1,180	0,884	3,52	1,179	0,883	—0,1
9	1/6	9,000	1,67	0,117	0,110	1,57	0,118	0,110	0
10	1/6	45,000	0,58	0,024	0,023	0,58	0,024	0,023	0

В рассматриваемой работе составляющие R'_I и R'_{II} принимаются соответственно за сопротивление фактического контакта или сопротивление стягивания R'_M и сопротивление прослойки среды R'_C .

Между тем, если R'_I действительно представляет собой сопротивление стягивания, или нелинейную составляющую для термического сопротивления канала I , то R'_{II} помимо сопротивления среды включает еще и нелинейную составляющую для канала II .

Как и в случае численного решения, при выводе теоретических формул для составляющих термического сопротивления контакта рассматриваются два независимых тепловых потока — через пятно контакта и через кольцевой зазор.

Принимается, что тепло, протекающее через пятно контакта радиуса a , поступает из области контактного элемента, ограниченной вдали от плоскости контакта цилиндрической поверхностью радиуса r_d (рис. 3-31). Сужение теплового потока при подходе к пятну создает дополнительное термическое сопротивление, которое определяется следующим образом.

Принимая изотермы внутри области, ограниченной штриховой изотермой, за эллипсы с фокусами в точках $(\pm a, 0)$ и учитывая, что в этом случае линии теплового тока являются гиперболами (изотермические поверхности представляют собой полуэллипсоиды вращения), было получено следующее выражение для термического сопротивления контактного пятна:

$$R'_m = \frac{1}{2\pi a \lambda_m} \int_0^{\omega} \frac{d\omega}{a^2 + \omega^2} = \frac{1}{2\pi a \lambda_m} \operatorname{arctg} \frac{\omega}{a}, \quad (3-15)$$

где ω — малая полуось эллипса, соответствующего штриховой изотерме.

Полученное выражение представляет собой термическое сопротивление (сопротивление стягивания) круглого контактного пятна на поверхности полубесконечного тела, остальная часть поверхности которого теплоизолирована.

При удалении от контактного пятна в пределе при $\omega \rightarrow \infty$

$$R'_m = \frac{1}{4a \lambda_m}. \quad (3-16)$$

Следовательно, в полученном результате есть определенная логическая неувязка. В то время, как согласно принятой схеме R'_m должно относиться к области течения I (рис. 3-32), интегрирование выражения (3-15) ведется в пределах областей I и II .

В теоретическом расчете для ограниченного канала теплового тока величина параметра ω неизвестна и ее необходимо каким-либо образом определить. Опираясь на принятую схему течения тепла по двум каналам I и II , авторы [Л.12] принимают $\omega = r_d - a$ на том основании, что сопротивление стягивания должно отсутствовать и соответственно параметр ω должен быть равен нулю как при $a = 0$, так и при $r_d = a$ (возможность такой замены

оценивается по результатам расчетов релаксационным методом).

В таком случае формула (3-15) принимает вид:

$$R'_{\text{м.т}} = \frac{1}{2\pi a \lambda_{\text{м}}} \operatorname{arctg} \frac{r_d - a}{a}. \quad (3-17)$$

Однако замена ω величиной $(r_d - a)$ с точки зрения теоретического расчета не меняет положения, так как величина r_d вновь оказывается неизвестной.

При $r_d \gg a$ величина $\operatorname{arctg} \frac{r_d - a}{a} \approx \frac{\pi}{2}$ и формула (3-17) переходит в (3-16).

Общее количество тепла, проходящее через кольцевой зазор, определяется следующим выражением:

$$Q_c = \pi (r_0^2 - a^2) \frac{\lambda_c}{\delta} \Delta \bar{T},$$

где $\Delta \bar{T}$ — средний перепад температур на границах зазора.

Из численного решения, что достаточно очевидно, следует:

$$\Delta \bar{T} = \frac{\Delta T_{\text{к}}}{1 - (a/r_0)^2}.$$

С учетом этого соотношения полное термическое сопротивление прослойки среды между торцом цилиндра радиуса r_0 и плоскостью $y=0$ равно:

$$R'_{\text{с.т}} = \frac{\delta'}{\pi r_0^2 \lambda_c} \quad (3-18)$$

(согласно постановке задачи, $\delta' = \delta \frac{\lambda_{\text{м1}}}{\lambda_{\text{м1}} + \lambda_{\text{м2}}}$).

Так как сопротивления $R'_{\text{м.т}}$ и $R'_{\text{с.т}}$ действуют параллельно ($R'_{\text{с.т}}$ принимается за контактное сопротивление теплового канала II), то полное сопротивление половины контактного элемента определяется соотношением

$$\frac{1}{R'_{\text{к}}} = \frac{\pi r_0^2 \lambda_c}{\delta'} + \frac{2\pi a \lambda_{\text{м}}}{\operatorname{arctg} \frac{r_d - a}{a}}. \quad (3-19)$$

Значения $R'_{\text{м.т}}$, $R'_{\text{с.т}}$ и $R'_{\text{к}}$, вычисленные по формулам (3-17) — (3-19), представлены в табл. 3-7.

Несмотря на хорошее совпадение результатов аналитического и численного решений, в конечной формуле

(3-19) кроется принципиальная неточность. Приступая к анализу задачи, авторы принимают, что термическое контактное сопротивление есть результирующее двух параллельных контактных сопротивлений R_I и R_{II} . В аналитическом решении эти составляющие отождествляются соответственно с $R_{м.т}$ и $R_{с.т}$. Однако если R_I (или $R_{м.т}$) можно приближенно рассматривать как $R_{м.т}$ и выражать формулой (3-17), то $R_{с.т}$, как уже отмечалось, определяет только линейную часть сопротивления R_{II} (т. е. R_c). На это, в частности, указывают результаты численного решения, где R'_c не остается постоянным или кратным $R'_{с.т}$. Правда, в практически важной области значения a/r_0 эти расхождения незначительны. Причины, уменьшающие ошибку в определении R'_k при замене R'_{II} на $R'_{с.т}$, будут указаны ниже.

При расчетах $R'_{м.т}$ величина r_d принималась по данным релаксационного метода.

Плотность теплового потока вдали от контакта можно выразить двумя способами, а именно:

$$q = \frac{Q_c + Q_m}{\pi r_0^2} = \frac{Q_c}{\pi (r_0^2 - r_d^2)}$$

или, так как $Q = Q_c + Q_m = \Delta T / R'_k$, а $Q_c = \Delta T_k / R'_c$, то

$$q = \frac{\Delta T_k}{\pi r_0^2 R'_k} = \frac{\Delta T_k}{\pi (r_0^2 - r_d^2) R'_c}.$$

Отсюда следует, что

$$r_d = r_0 \sqrt{1 - \frac{R'_k}{R'_c}}. \quad (3-20)$$

Поэтому формула (3-17) приобретает вид:

$$R'_{м.т} = \frac{1}{2\pi a \lambda_m} \operatorname{arctg} \left(\frac{r_0}{a} \sqrt{1 - \frac{R'_k}{R'_c} - 1} \right). \quad (3-21)$$

В данном случае сопротивление «фактического контакта» оказалось зависящим от соотношения сопротивлений среды и контакта в целом, что является следствием зависимости формы области I от проводимости среды. До сих пор рассматривалось термическое сопротив-

ление половины контактного элемента с частью газовой прослойки. Переходя к термической проводимости контактного элемента в целом, составленного к тому же из тел с различной теплопроводностью, и относя общую проводимость контакта к единице площади, авторы [Л.12] получили следующее выражение:

$$\alpha_k = \frac{\lambda_c}{\delta} + \frac{a\bar{\lambda}_M}{r_0^2 \operatorname{arctg}\left(\frac{r_0}{a} \sqrt{1 - \frac{\lambda}{\alpha_k \delta} - 1}\right)}, \quad (3-22)$$

где

$$\bar{\lambda}_M = \frac{2\lambda_{M1}\lambda_{M2}}{\lambda_{M1} + \lambda_{M2}} \text{ и } \delta = \delta_1 + \delta_2.$$

Умножением обеих частей равенства на δ/λ_c уравнение (3-22) приводится к безразмерному виду

$$\frac{\alpha_k \delta}{\lambda_c} = 1 + \left(\frac{\bar{\lambda}_M}{\lambda_c}\right) \left(\frac{a}{r_0}\right) \left(\frac{\delta}{r_0}\right) \frac{1}{\operatorname{arctg}\left(\frac{r_0}{a} \sqrt{1 - \frac{\lambda_c}{\alpha_k \delta} - 1}\right)}. \quad (3-23)$$

Так как обе части уравнения содержат α_k , то для вычисления приходится использовать итерационный метод. В первом приближении значение $\left(\frac{r_0}{a} \sqrt{1 - \frac{\lambda_c}{\alpha_k \delta} - 1}\right)$ принимается равным $\pi/2$. Получается быстрая сходимость решения.

Связывая далее отношение a/r_0 с относительной площадью фактического контакта, а величины δ и r_0 — с микрогеометрией поверхности, авторы получают возможность использовать формулу (3-23) для оценки термического сопротивления реального контакта.

Относительную площадь фактического контакта они выражают через контактное давление и твердость более пластичного материала по Мейеру. Для первоначального нагружения, когда деформации микрошероховатостей носят пластический характер, принимается:

$$\frac{a}{r_0} = \sqrt{\frac{p}{M}} \quad (3-24)$$

(так как $p/M = S_\Phi/S_n = \frac{\pi a^2}{\pi r_0^2}$, где S_Φ , S_n — фактическая и номинальная площади контакта).

При разгрузке и повторных нагружениях, не превышающих максимально достигнутого давления $p_{\text{макс}}$, когда деформации являются упругими:

$$\frac{a}{r_0} = \sqrt{\frac{p_{\text{макс}}^{1/3} p^{2/3}}{M}}. \quad (3-25)$$

Расчет предлагается проводить с учетом длительно-сти нагружения и температуры контакта, используя соответствующую зависимость для M .

Для величины δ — средней эффективной толщины газовой прослойки — принимается соотношение

$$\delta = \varepsilon \frac{h_{\text{ср1}} + h_{\text{ср2}}}{2}, \quad (3-26)$$

где ε — константа, меньшая единицы и зависящая от формы выступов шероховатости. Изменение толщины δ при увеличении нагрузки в расчет не принимается, так как при обычно применяемых давлениях оно незначительно. Кроме того, с ростом давления увеличивается проводимость фактического контакта и ошибка в оценке δ сказывается все меньше и меньше.

Из анализа размерности, предполагая, что r_0 зависит от относительной площади фактического контакта и шага шероховатостей, следует, что

$$r_0 = \psi (\Delta_1 + \Delta_2) \left(\frac{a}{r_0} \right)^k, \quad (3-27)$$

где ψ и k — константы, а Δ_1 и Δ_2 — шаг шероховатости первой и второй поверхности.

Для определения констант ε , ψ и k были проведены эксперименты с образцами из стали, латуни и алюминия при различной чистоте обработки поверхности шлифованием, различном сжатии и заполнении зазора между образцами глицерином, маслом и в воздушной среде. Эффективная толщина прослойки δ , вычисленная из опытов при нулевой нагрузке, когда $R_{\text{м}}=0$ и $R_{\text{к}}=R_{\text{с}}$, оказалась равной $\delta=0,61 h_{\text{ср}}$ для всех исследованных значений шероховатости (среднее отклонение составляло около $\pm 0,3$ мкм).

По опытным данным были установлены и остальные константы, которые оказались равными $\psi=0,0048$ и $k=5/3$.

В работе отмечается, что в общем случае за теплопроводность среды необходимо принимать эффективную

теплопроводность λ_a , учитывающую аккомодационные явления и лучистый теплообмен. Эффективная теплопроводность определяется соотношением

$$\lambda_3 = \lambda_c \frac{\delta}{\delta + l_1 + l_2} + 4\sigma_0 \epsilon_{\text{пр}} \bar{T}_k^3, \quad (3-28)$$

где l_1 и l_2 — так называемые расстояния температурного скачка, определяемые на основании молекулярно-кинетических представлений; σ_0 — постоянная Больцмана; $\epsilon_{\text{пр}}$ — приведенная степень черноты; $\bar{T}_k$ — средняя температура контакта.

В заключение авторы указывают, что уравнение (3-23), проверенное экспериментально для контакта шлифованных поверхностей, сохраняет свою силу и для других видов обработки поверхности, однако в этом случае опытные константы требуют дополнительного определения. В частности, для поверхностей с высотой выступов шероховатостей 0,12—0,25 мкм (12-й класс чистоты) и неплоскостью порядка 2,5—5 мкм эти коэффициенты оказались равными $\psi = 0,0083$ и $k = -1,76$ [Л. 65]. Шаг шероховатости Δ_1 и Δ_2 в этом случае составлял 150—160 мкм.

Работа Четинкала и Фишендена имела большое значение в том отношении, что указывала возможный путь к решению задачи о термическом сопротивлении контакта. Результаты ее послужили отправным пунктом для ряда последующих исследований. В качестве примера можно сослаться на работы Бухотена и Ван-дер-Хелда, Сандерсона, Рейпира и др., где в качестве теоретических предпосылок используются результаты этого исследования.

Иной подход к решению задачи о контактной проводимости использовали Фенеч и Розенов [Л. 77]. В этой работе принята аналогичная модель контакта с той

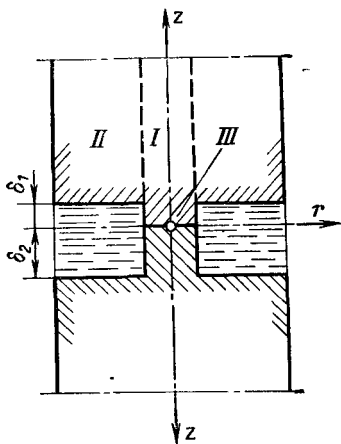


Рис. 3-31. Контактный элемент.

лишь разницей, что в их схеме (рис. 3-31) δ_1 и δ_2 представляли собой средние толщины зазоров для первого и второго соприкасающихся тел.

Задача о течении тепла в контактном элементе решалась методом разделения переменных (r и z) в трех выделенных цилиндрических областях I , II и III с последующей «сшивкой» решений.

Так как точный анализ распределения температур для рассматриваемой области с различными краевыми условиями неприемлем, то задача решалась приближенно с использованием граничных условий «сшивки» в интегральной форме.

Эти условия записывались следующим образом:

граница между областями I и II

$$\delta_1 \leq z < \infty; r = a; \int_{\delta_1}^{\infty} (T_I - T_{II}) dz = 0; \int_{\delta_1}^{\infty} \left(\frac{\partial T_I}{\partial r} - \frac{\partial T_{II}}{\partial r} \right) dz = 0;$$

граница между областями I и III

$$z = \delta_1; 0 \leq r \leq a; \int_0^a (T_I - T_{III}) r dr = 0;$$

$$\int_0^a \frac{\partial (T_I - T_{III})}{\partial z} r dr = 0;$$

на границах зазора

$$\begin{aligned} a \leq r \leq r_0; \int_a^{r_0} \lambda_m \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=\delta_1} r dr &= - \int_a^{r_0} \lambda_m \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=\delta_2} r dr = \\ &= \int_a^{r_0} \frac{\lambda_c (T_1 - T_2)}{\delta_1 + \delta_2} r dr \end{aligned}$$

(радиальной теплопроводностью пренебрегали).

Использовались еще следующие граничные условия: для области I

$$z \rightarrow \infty; T_I \rightarrow gz;$$

$$\delta_1 < z < \infty; r = 0; T_I - \text{регулярна};$$

для области II

$$z \rightarrow \infty; T_{II} \rightarrow gz;$$

$$\delta_1 < z < \infty; r = r_0; \int_{\delta_1}^{\infty} \frac{\partial T_{II}}{\partial r_1} dz = 0;$$

для области III

$$z = 0; 0 < r < a; \int_0^a (T_{III} - T_0) r dr = 0.$$

Здесь T_0 — постоянная температура на пятне фактического контакта.

С учетом этих условий решения находились в следующей форме:

$$T_I = T_0 + g(z + d) + AJ_0(\alpha r) e^{-\alpha z}; \quad (3-29)$$

$$T_{II} = T_0 + g(z + d) + BJ_0(\beta r) e^{-\beta z} + CY_0(\gamma r) e^{-\gamma z}; \quad (3-30)$$

$$T_{III} = T_0 + gz.$$

Постоянные $A, B, C, d, \alpha, \beta, \gamma$ определяются из граничных условий.

Члены gd в уравнениях (3-29) и (3-30) представляют собой дополнительный температурный напор, который возникает вследствие температурного возмущения на поверхности контакта, т. е.

$$g_1 d_1 + g_2 d_2 = \Delta T_{K1} + \Delta T_{K2} = \Delta T_K.$$

Для больших величин z $T_I = T_{III} = T_0 + g(z + d)$.

Так как термическая проводимость α_K равна $g/\Delta T_K$, то, вычисляя плотность теплового потока по градиенту температуры вдали от контакта и учитывая равенство $\lambda_{M1} g_1 = \lambda_{M2} g_2$, легко получить следующее выражение:

$$\alpha_K = \frac{1}{d_1/\lambda_{M1} + d_2/\lambda_{M2}}. \quad (3-31)$$

После определения из краевых условий значений d_1 и d_2 , выражения a и r_0 через n_1 — количество пятен контакта на единицу площади и $\eta = S_\Phi/S_n$ — относительную площадь фактического контакта и некоторых преобразований получается следующее уравне-

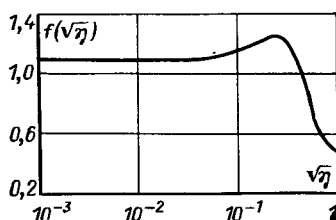


Рис. 3-32. График функции $f(\sqrt{\eta})$.

ние для термической проводимости контакта:

$$\alpha_K = \frac{\lambda_c}{\delta_1 + \delta_2} \left[(1 - \eta) \left(\frac{4,26\delta_1 \sqrt{n_1/\eta} + 1}{\lambda_{M1}} + \frac{4,26\delta_2 \sqrt{n_1/\eta} + 1}{\lambda_{M2}} \right) + \right. \\ \left. (1 - \eta) \left[\frac{\lambda_c}{\delta_1 + \delta_2} \left(\frac{\delta_1}{\lambda_{M1}} + \frac{\delta}{\lambda_{M2}} \right) \right] \left[\frac{4,26\delta_1 \sqrt{n_1/\eta} + 1}{\lambda_{M1}} + \right. \right. \\ \left. \left. + 1,1 \sqrt{\eta} f(\sqrt{V\eta}) \left(\frac{1}{\lambda_{M1}} + \frac{1}{\lambda_{M2}} \right) \right] + 4,26 \sqrt{\eta n_1} \right. \\ \left. + \frac{4,26\delta_2 \sqrt{n_1/\eta} + 1}{\lambda_{M2}} \right], \quad (3-32)$$

где $f(\sqrt{V\eta})$ — функция, представленная на рис. 3-32.

Для симметричного контактного элемента из однородных материалов соотношение (3-32) немного упрощается и приобретает вид:

$$\alpha_K = \frac{\lambda_c}{2\delta} - \left(\frac{\lambda_M}{\lambda_M - \lambda_c} \right) \left[1 + \frac{1,1 \sqrt{V\eta} f(\sqrt{V\eta})}{(1 - \eta)(4,26\delta \sqrt{n_1/\eta} + 1)} \right] + \\ + \frac{\lambda_M}{4,26 \sqrt{n_1/\eta} + 1} \frac{\lambda_M}{(\lambda_M - \lambda_c)} \frac{4,26 \sqrt{n_1/\eta}}{(1 - \eta)}. \quad (3-33)$$

Как и следовало ожидать, термическая проводимость контакта состоит из двух частей — проводимости среды [первый член уравнения (3-33)] и проводимости фактического контакта. Сумма $\left(4,26 \frac{\delta \sqrt{n_1/\eta}}{\sqrt{\eta}} + 1 \right)$ во втором члене выражения (3-33) играет роль некоторой эффективной длины дополнительного пути тепла в металле, вызванного стягиванием линий теплового тока к пятнам фактического контакта. Как видно, эта величина зависит от шероховатости поверхности (через δ) и усилия сжатия (через η), что было экспериментально установлено П. Е. Хижняком [Л. 57].

Для практических целей, когда $\sqrt{V\eta} < 0,1$ и $f(\sqrt{V\eta}) \approx \approx 1$, а $\lambda_M \gg \lambda_c$, выражение для α_K еще более упрощается и приобретает вид:

$$\alpha_K = \frac{\lambda_c}{2\delta} + \lambda_M \eta \frac{4,26 \sqrt{n_1/\eta}}{4,26 \sqrt{n_1/\eta} + \sqrt{V\eta}}, \quad (3-34)$$

так как выражение в квадратных скобках в уравнении (3-33) становится близким к единице.

Для перехода от модели к реальному тепловому контакту авторы [Л. 77] рассматривают цилиндрические контактные элементы с постоянной и переменной толщиной зазора, соответствующей конфигурации реальной поверхности, и из условий равенства тепловых потоков, проходящих через кольцо $a < r < r_0$, находят соотношение между δ и средней по объему толщиной зазора для реального контакта δ_V

$$\delta = \frac{\delta_V}{1 - \lambda_c / \lambda_m} . \quad (3-35)$$

Отношение перепада температур на границах реального зазора к его толщине в пределах кольца $a \leq r \leq r_0$ принимается постоянным, что равносильно постоянству плотности теплового потока на кольце.

Для теоретического расчета α_K величины δ_V , n_1 и η предлагается определять графически по профилограммам поверхностей путем наложения профилей.

В работе подробно излагается методика графической обработки профилей. Для определения указанных выше параметров профилограммы снимаются в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Для установления зависимости между сближением поверхностей, площадью фактического контакта и нагрузкой принимается, что контакт носит пластический характер. При взаимном сжатии неровности более мягкого металла претерпевают полную пластическую деформацию. Давление на микроплощадках принимается равным твердости по Кнупу для более мягкого материала (металла).

С целью проверки предлагаемого метода определения термической проводимости контакта авторы провели ряд экспериментов на установке стержневого типа.

В первую очередь для проверки предположений, принятых в математическом описании явления, экспериментально определялось термическое сопротивление модели контактного элемента в виде цилиндра из нержавеющей стали с кольцевой проточкой посередине при различных отношениях радиуса шейки a к радиусу цилиндра r_0 и при заполнении кольцевой полости проточки различными средами (воздух, вода, ртуть).

Были испытаны образцы из железа Армко и алюминия с пирамидальными выступами на поверхности кон-

такта и с грубо обработанными контактными поверхностями при различных контактных давлениях от $6 \cdot 10^5$ до $180 \cdot 10^5$ Па. Во всех случаях отмечалось хорошее согласование расчетных и экспериментальных результатов.

В работе отмечается, что число пятен контакта растет значительно быстрее с увеличением нагрузки, чем их средний размер, который в интервале контактных давлений $(10 \div 100) 10^5$ Па практически постоянен.

Хотя предлагаемый метод оценки термической проводимости контакта хорошо согласуется с опытными данными, он сопряжен с весьма трудоемкими операциями анализа профилограмм. Как отмечает Пирсон [Л.66], расчет величины контактной проводимости для трех значений контактного давления занимает примерно 24 ч.

Использование этого метода (в том виде, как он представлен в [Л. 77]) в проектных расчетах практически исключено.

В двух только что рассмотренных работах для определения термического сопротивления контакта исследовалось температурное поле идеализированного контактного элемента и принималось, что явления, происходящие в этом элементе, отражают все особенности теплообмена между соприкасающимися поверхностями.

Иначе подошел к разрешению этой проблемы Леминг [Л. 78]. Имея в виду ту же модель теплового контакта, он провел полуэмпирическое исследование и предложил для расчета термической проводимости контакта формулу

$$\alpha_k = \alpha_c + \alpha_m = \frac{3\lambda_c}{2h_{cp}} + \frac{\frac{2}{\sqrt{\pi}} \lambda_m \frac{1}{\sqrt{\Delta_1 \Delta_2}} \left(\frac{p}{M}\right)^{1/2}}{1 - 1,41 \left(\frac{p}{M} \frac{\alpha_k}{\alpha_m}\right)^{1/2}}. \quad (3-36)$$

Представляя фактическую площадь соприкосновения поверхностей как сумму круглых пятен контакта одинакового размера и принимая давление на каждое пятно равным твердости более мягкого материала по Мейеру, Леминг определяет средний радиус контактного пятна следующим образом:

$$a = \left(\frac{1}{\pi n_1} \frac{p}{M} \right)^{1/2}. \quad (3-37)$$

Для радиуса пятна, малого по сравнению с радиусом воображаемого цилиндрического проводника (контакт-

ного элемента), проводимость отдельного пятна контакта принимается равной

$$\frac{1}{R_M^\infty} = \alpha_M^\infty = 2a\lambda_M.$$

При высоких нагрузках, когда радиус пятна приближается к радиусу контактного элемента (т. е. когда нельзя пренебрегать ограниченностью канала теплового тока), сопротивление стягивания должно уменьшаться. Соответственно для термической проводимости записывается выражение

$$\alpha'_M = \alpha_M^\infty \frac{1}{1 - f\left(\frac{a}{r_0}\right)} = \frac{2a\lambda_M}{1 - f\left(\frac{a}{r_0}\right)}, \quad (3-38)$$

где функция $f\left(\frac{a}{r_0}\right) \rightarrow 1$ при $\frac{a}{r_0} \rightarrow 1$.

Для единицы площади поверхности термическая проводимость фактического контакта с учетом соотношения (3-37) будет:

$$\alpha_M = n_1 \alpha'_M = \frac{2\lambda_M}{1 - f\left(\frac{a}{r_0}\right)} \left(\frac{n_1}{\pi} \frac{p}{M}\right)^{1/2}. \quad (3-39)$$

Принимая во внимание регулярность шероховатости или волнистости поверхностей, обработанных в одном направлении, вследствие периодичности машинной обработки, Леминг оценивает максимально возможное число пятен контакта, которое определяется следующей зависимостью:

$$n_1^{\text{макс}} = \frac{\sin \alpha}{\Delta_1 \Delta_2},$$

где α — угол между следами обработки соприкасающихся поверхностей. Опытная проверка показала, что влияние ориентации поверхностей относительно друг друга по направлению следов обработки незначительно. Поэтому в дальнейшем принимается:

$$n_1^{\text{макс}} = \frac{1}{\Delta_1 \Delta_2}.$$

С учетом этого соотношения формула (3-39) записывается следующим образом:

$$\alpha_m = \frac{2\lambda_m}{1 - f\left(\frac{a}{r_0}\right)} \left(\frac{1}{\pi\Delta_1\Delta_2} \frac{p}{M} \right)^{1/2}. \quad (3-40)$$

Следовательно, в работе [Л. 78] принимается, что изменение термической проводимости и площади фактического контакта с ростом нагрузки происходит только за счет увеличения размеров пятен контакта при неизменном их количестве, определяемом шероховатостью поверхностей. Это положение противоречит общепринятому взгляду на контактирование шероховатых поверхностей, согласно которому изменение фактической площади соприкосновения при изменении контактного давления происходит в основном за счет увеличения числа пятен контакта при незначительном изменении их размеров. Кроме того, как это показали Хольм [Л. 6], Хельд [Л. 19] и др., при одной и той же действительной площади соприкосновения основное влияние на проводимость фактического контакта оказывает не размер, а число пятен контакта. Поэтому, как мы увидим ниже, предложенная формула (3-40) не подтверждается опытными данными, а автору [Л. 78] приходится вносить в нее существенные поправки.

В качестве некоторого обоснования своих взглядов Леминг указывает на тот факт, что при сжатии поверхностей (за исключением очень высоких давлений) одни выступы вступают в механический контакт, передают тепло и несут нагрузку, а другие находятся на столь малом расстоянии друг от друга, что остающаяся между ними прослойка не создает существенного термического сопротивления. Поэтому и к этим «потенциальным» (пользуясь терминологией автора [Л. 78]) пятнам контакта также происходит стягивание линий теплового тока, т. е. термическая проводимость фактического контакта определяется не только действительной площадью соприкосновения, но и потенциально возможными пятнами контакта. Это относится, главным образом, к малым контактным давлениям. В частности, этими же соображениями объясняется и большая проводимость среды при нулевой нагрузке по сравнению с рассчитанной по средней величине зазора, обусловленного шероховатостью.

Однако в этих рассуждениях совершенно не учитывается эффект Смолуховского, который можно представить как снижение эффективной теплопроводности газа в зазоре (и соответственно увеличение термического сопротивления прослойки), когда величина зазора становится соизмеримой с длиной свободного пробега молекул, что в данном случае может иметь место.

Принимая для проводимости среды выражение $\alpha_c = \lambda_c / \delta_a$, где δ_a — средняя эффективная толщина зазора, подлежащая определению, и суммируя его с выражением (3-40), Леминг получает полную проводимость контакта

$$\alpha_k = \frac{\lambda_c}{\delta_a} - \frac{2\lambda_m}{1 - f\left(\frac{a}{r_0}\right)} \left(\frac{1}{\pi\Delta_1\Delta_2} \frac{p}{M} \right)^{1/2}. \quad (3-41)$$

Следуя Ройссу [Л. 79], Леминг принимает для функции $f\left(\frac{a}{r_0}\right)$ выражение

$$f\left(\frac{a}{r_0}\right) = 1,41 \frac{a}{r_0} = 1,41 \left(\frac{p}{M} \right)^{1/2},$$

справедливое для $a/r_0 < 0,3$. Замена в последнем выражении r_0 (радиус контактного элемента) на r_d (радиус области, тепло из которой проходит через пятно контакта) из соотношения $r_d/r_0 = (\alpha_m/\alpha_k)^{1/2}$ и подстановка нового значения функции в уравнение (3-40) приводит к формуле (3-36). Такая замена означает, что автор переходит к методу рассмотрения термического сопротивления контакта, принятому в работе [Л. 18], и допускает те же ошибки, в результате которых проводимость металлического контакта оказывается зависящей от проводимости среды.

Для проверки и дальнейшего уточнения теории Леминг обращается к опытному определению термического сопротивления контакта. Исследования проводились со стальными, алюминиевыми и латунными цилиндрическими образцами диаметром 25,4 мм на установке дискового типа. Аксиальное распределение температур фиксировалось шестью термомпарами, расположенными на цилиндре-нагревателе и цилиндре-холодильнике. Контактной средой служили воздух, вода и глицерин. Использовались четыре степени чистоты обработки поверх-

ностей соприкосновения с различным шагом шероховатости и высотой выступов.

Результаты опытов в различных средах были использованы для определения проводимости среды и средней эффективной толщины зазора δ_9 . Действительно, если при одном и том же контактном давлении известна термическая проводимость контакта в двух различных средах с теплопроводностью λ_{c1} и λ_{c2} , то средняя эффективная толщина зазора определяется без учета дискретности среды соотношением

$$\delta_9 = \frac{\lambda_{c1} - \lambda_{c2}}{\alpha_{k1} - \alpha_{k2}}.$$

Для проводимости среды в этом случае получается выражение

$$\alpha_{c1} = \frac{\lambda_c (\alpha_{k1} - \alpha_{k2})}{\lambda_{c1} - \lambda_{c2}}.$$

Обработка опытных данных показала, что величина α_c практически не зависит от нагрузки, а средняя эффективная толщина зазора составляет 2/3 от $h_{ср}$.

Для определения проводимости среды Леминг применил также следующий метод. В логарифмических координатах строился график $\alpha_k = f(p)$. Затем в предположении, что $\alpha_c = \text{const}$, определялась некоторая постоянная, принимаемая за α_k , вычитание которой из α_c давало на логарифмическом графике $\alpha_k = f(p)$ прямую линию. Практически процедура сводилась к проведению в логарифмических координатах касательной к кривой $\alpha_k = f(p)$ при высоких давлениях, когда проводимость среды пренебрежимо мала по сравнению с проводимостью металлического контакта. Полученные этим методом данные о проводимости среды также использовались для определения эффективной толщины зазора и подтвердили ранее приведенный результат.

Анализ опытных данных по термической проводимости металлического контакта, полученных изложенным методом (т. е. вычитанием из общей проводимости контакта постоянной проводимости среды) показал, что зависимость этой проводимости от нагрузки оказывается более сильной, чем это следует из формулы (3-36) с показателем степени при контактном давлении, равным 1/2. Кроме того, преимущества поверхностей с более высокой чистотой обработки (малый шаг шероховатости — боль-

шее число пятен контакта) оказались не так велики, как предсказывалось теорией, и, наконец, абсолютные значения проводимости фактического контакта также оказались ниже расчетных, особенно при низких и умеренных давлениях.

Для объяснения этих противоречий Леминг предполагает, что твердость материала до определенных пределов является убывающей функцией нагрузки, после чего она принимает постоянное значение, равное твердости по Мейеру. Он исключает из рассмотрения все иные возможные причины, как-то: неточность определения проводимости среды, что особенно может изменить наклон прямой $\alpha_m = f(p)$ в логарифмических координатах при малых давлениях; изменение числа пятен контакта; неплоскостность поверхностей; упрочнение материала и пр.

Приняв далее $n_1 = n_1^{\text{макс}}$, Леминг завывсил расчетное значение α_m , особенно при малых нагрузках, и, естественно, получил иной характер зависимости проводимости фактического контакта от давления, чем это соответствует действительности.

Используя соотношение Мотта, связывающее нагрузку на индентор с площадью отпечатка (при испытаниях на твердость), он получает следующее выражение для относительной площади фактического контакта:

$$\frac{p}{M} = \left(\frac{p}{M} \right)^{1/n} (\Delta_1 \Delta_2)^{\frac{1}{n} - 1}, \quad (3-42)$$

где M и $n < 1$ — константы.

Подстановка (3-42) в (3-40) дает:

$$\alpha_m = \frac{2\lambda_m}{V\pi \left[1 - 1,41 \left(\frac{p}{M} \right)^{1/2} \right]} \left(\frac{p}{M} \right)^{1/2n} (\Delta_1 \Delta_2)^{1/(2n-1)} \quad (3-43)$$

(отношение α_k/α_m не учитывается, так как для имеющих опытных данных оно близко к единице).

Полученная зависимость интересна в том отношении, что при $n=1/2$ проводимость металлического контакта будет прямо пропорциональна давлению и не будет зависеть от чистоты обработки, что характерно для пластического контакта шероховатых поверхностей.

Используя опытные данные по α_m , из этого соотношения автор [Л. 78] определил значения M и n , которые

оказались соответственно равными 5250 и 2/3, после чего формула (3-42) приобретает вид:

$$\frac{p}{M} = \left(\frac{p}{5250} \right)^{3/2} (\Delta_1 \Delta_2)^{1/2}. \quad (3-44)$$

При расчете термической проводимости контакта в формулу (3-36) подставляется значение p/M , определяемое последним выражением. Использование уравнения (3-44) приводит к тому, что проводимость металлического контакта оказывается зависящей от давления в степени $3/4$. Этот результат близок к полученным другими исследователями [Л. 19, 75].

В теоретическом плане проблема контактного термического сопротивления рассмотрена в упоминавшейся ранее работе Рейпира, Джонса и Мак-Интоша [Л. 69]. Придерживаясь метода, принятого в [Л. 12], они проанализировали составляющие термической проводимости раздельно. Проводимость металлического контакта ими представлена как сумма проводимостей контактных пятен. Проводимость отдельного пятна принималась по формуле Четинкала и Фишендена (3-17). Все дальнейшие рассуждения авторы сводят к соприкасающимся поверхностям с одинаковой чистотой обработки. Они рассматривают изотропную шероховатость¹ с относительно малой высотой выступов, что характерно для шлифованных поверхностей. Авторы отмечают, что серьезным затруднением для теоретического (а также для экспериментального) исследования проводимости контакта является волнистость реальных поверхностей, шаг и высота которой значительно превышают шаг и высоту выступов шероховатости. Однако при достаточно тщательном методе изготовления поверхностей и сравнительно небольших контактных давлениях, по их мнению, число контактных пятен определяется числом выступов или шагом шероховатости. На полосе шириной $2r_0$ (эквивалентный диаметр контактного элемента) при шаге шероховатости Δ_1 число точек контакта на единице длины будет $1/\Delta_1$, а общее число точек контакта, приходящихся на единицу площади:

$$n_1 = \frac{1}{2r_0 \Delta_1}.$$

¹ Шероховатость, для которой отсутствует систематическое изменение профиля в зависимости от направления.

Так как $\alpha_m = \alpha'_m n_1$, то, подставляя в это соотношение значение n_1 и проводимость одного пятна по формуле (3-17) и учитывая, что $\frac{a}{r_0} = \sqrt{\frac{p}{M}}$ (при пластическом контакте), авторы получают:

$$\alpha_m = \frac{\bar{\lambda}_m}{\Delta_1} \sqrt{\frac{p}{M}} \left(\frac{\pi}{2} \frac{1}{\operatorname{arctg} \frac{r_d - a}{a}} \right) \rightarrow \frac{\bar{\lambda}_m}{\Delta_1} \sqrt{\frac{p}{M}} \quad (3-45)$$

при $r_d \gg a$.

В результате, как и в предыдущей работе, термическая проводимость фактического контакта оказывается зависящей от нагрузки в степени $1/2$ и от шага шероховатости.

Если учесть наличие определенной связи между шагом и высотой микрошероховатости (в рассматриваемой работе они отличались на порядок), то легко перейти к зависимости термической проводимости фактического контакта от высоты микрошероховатостей. Такая зависимость была установлена экспериментально О. И. Ильченко и В. М. Капиносом [Л. 14], а затем П. Е. Хижняком [Л. 57].

Следует отметить, что, беря за основу формулу (3-17), авторы [Л. 68], строго говоря, рассматривают сопротивление пятна контакта, расположенного в центре торца проводящего тепло цилиндра радиуса r_0 , но подразумевают далее под этим нелинейное сопротивление канала I теплового тока (см. рис. 3-32). Выражение в круглых скобках формулы (3-45) представляет собой поправку на ограниченность канала теплового тока. В работе указывается, что практически эта поправка близка к единице и не приводит к методу оценки величины r_d . Есть только указание, что определение r_d из условия равенства температур в зазоре и за счет стягивания позволило получить значения проводимости модели контактного элемента, хорошо совпадающие с экспериментальными величинами, полученными для такой же модели Фенечем и Розеновым [Л. 77].

В работе [Л. 68] были проведены опыты в вакууме с образцами из двуокиси урана и нержавеющей стали для определения проводимости фактического контакта при контактном давлении от 0 до $40 \cdot 10^5$ Па.

Экспериментальная зависимость проводимости фактического контакта от нагрузки оказалась более слабая, чем расчетная по формуле (3-45). Кроме того, выявились значительные расхождения в абсолютных значениях между теоретическими и экспериментальными результатами, особенно при полированной стальной поверхности. Помимо относительно низких по сравнению с твердостью материала контактных давлений, применявшихся в опытах, авторы [Л. 68] объясняют эти расхождения трудностью точного определения среднего шага шероховатости, а следовательно, и числа пятен контакта по профилограммам поверхности и рядом других менее важных причин.

Наиболее интересной частью работы [Л. 68] является теоретическое исследование проводимости среды. Авторы принимают во внимание два фактора — переменную толщину зазора и аккомодационные эффекты, которые учитываются увеличением локальной толщины зазора на величину $2l$ (при равных коэффициентах аккомодации для обеих поверхностей), где l — дополнительная толщина слоя газа, соответствующая температурному скачку на поверхности (так называемая «длина температурного скачка») и определяемая из молекулярно-кинетических представлений.

Так как локальная проводимость среды обратно пропорциональна эффективной толщине зазора в данном месте $\delta_i + 2l$, а общая проводимость есть сумма параллельных локальных проводимостей, то средняя по объему эффективная толщина зазора, если пренебречь площадью фактического контакта и считать температуры обеих поверхностей постоянными, очевидно равна:

$$\delta_s = \frac{S_H}{\int_{S_H} \frac{dS_H}{\delta_i + 2l}}. \quad (3-46)$$

Были рассмотрены два идеализированных профиля поверхности. В первом случае выступы микрошероховатости принимались за конусы с высотой $2h_{cp}$ и диаметром основания, равным шагу шероховатости, во втором — за опрокинутые параболоиды вращения с той же высотой и с диаметром основания mC ($m \leq 1$) при шаге C (расстоянии между осями соседних параболоидов). В относительных координатах $x = 2h_{cp}/2b$ и $y =$

$\Rightarrow 2h_{\text{ср}}/\delta_0$ для этих поверхностей получены соответственно следующие выражения:

$$y_1 = 2 \left[1 - \frac{1}{x} \ln(1+x) \right]; \quad (3-47)$$

$$y_2 = \frac{1-m^2}{1+1/x} + m^2 \ln(1+x). \quad (3-48)$$

В логарифмических координатах эти зависимости представлены на рис. 3-33 кривыми 1—3 вместе с экспе-

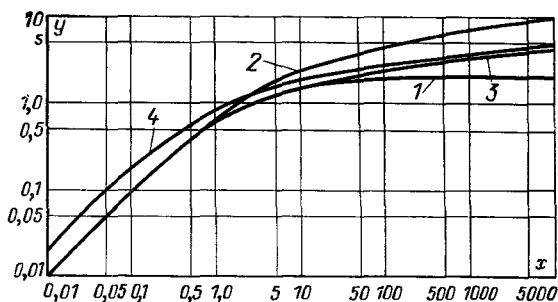


Рис. 3-33. Теоретические зависимости между x и y .

1 — для конусообразного выступа; 2 — для выступа в виде параболоида вращения с $m^2=1$; 3 — то же для $m^2=0,4$; 4 — опорная кривая.

риментальной зависимостью (кривая 4), выраженной уравнением

$$y = \frac{0,6}{1 + \frac{1}{2}x} + 0,4 \ln(1+2x). \quad (3-49)$$

Как следует из уравнений (3-47) и (3-48), при значениях $x < 0,5$ y_1 и $y_2 \rightarrow x$, т. е. $\delta_0 \rightarrow 2l$. Вместе с тем из этих же уравнений следует, что с ростом x $y_1 \rightarrow 2$, а y_2 увеличивается неограниченно.

Последний факт, по мнению авторов, свидетельствует о повышении роли малых зазоров вокруг контактного пятна в проводимости среды и должен сопровождаться дополнительным возрастанием плотности теплового потока при подходе к контактному пятну. В свою очередь это дополнительное стягивание теплового потока должно сопровождаться увеличением перепада температур в твердом теле. Исходя из таких представлений,

авторы [Л.68] получили верхний предел для y , равный 3,2, что соответствует равенству $\delta_0 = 0,625 h_{\text{ср}}$.

Определив затем экспериментально проводимость среды (путем вычитания из общей проводимости контакта проводимости контакта в вакууме) и далее δ_0 из соотношения $\delta_0 = \lambda_c / \alpha_c$, они представили эксперименталь-

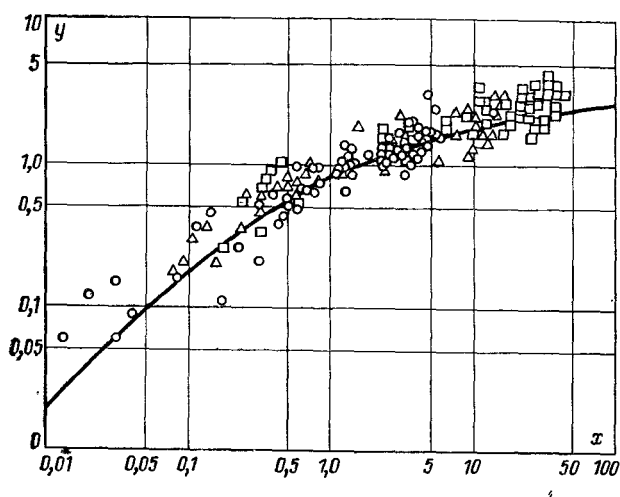


Рис. 3-34. Опытные данные по проводимости среды в безразмерных координатах по данным [Л. 68].

○ — гелий; △ — неон; □ — аргон.

ное значение эффективной толщины слоя в безразмерных координатах (x, y) (рис. 3-34).

Авторы пришли к выводу, что зависимость между опытными значениями x и y достаточно удовлетворительно выражается уравнением (3-49) для выступов в виде параболоидов вращения с коэффициентом $m^2 = 0,4$ при удвоенном значении x .

Появление коэффициента 2 при x , по их мнению, может быть объяснено переоценкой величины l , которая с трудом поддается прямому экспериментальному определению, ошибками в точной оценке высоты микрошероховатостей и, наконец, методом изготовления образцов, который приводит к увеличению относительной доли малых зазоров по сравнению с идеализированным профилем. Надо, однако, отметить, что в общем уравнение (3-49) достаточно хорошо обобщает не только опытные

данные авторов, но и опытные данные ряда других исследователей.

Заканчивая аналитический обзор теоретических работ по контактному теплообмену, необходимо отметить некоторые общие моменты, существенные для дальнейшего изложения.

Во всех рассмотренных работах использовалась практически одна и та же модель теплового контакта, особенностью которой является постоянство толщины зазора в контактном элементе.

В этих работах вначале принимается независимость действия двух проводимостей, а в итоге проводимость фактического контакта оказывается явно зависящей от проводимости среды. Вопрос о взаимовлиянии составляющих проводимости контакта, затронутый рядом исследователей, по существу остался нерешенным.

И, наконец, выявились значительные расхождения в определении зависимости проводимости фактического контакта от удельной нагрузки, что является следствием различного подхода к рассмотрению механического контакта шероховатых поверхностей.

Можно только отметить, что принятая Лемингом и Рейпиром и другими исследователями схема механического контакта, согласно которой площадь фактического соприкосновения изменяется при увеличении нагрузки только за счет увеличения размеров контактного пятна, весьма идеализирована и далека от действительности. Как мы увидим ниже, более правильным и успешным является принятие пятна контакта неизменным. Тем более, что определение с достаточной точностью по профилограммам среднего шага шероховатостей, необходимого для определения числа точек контакта, оказывается, как подчеркивается в работе Рейпира и др. [Л.68], весьма затруднительным.

В последние годы опубликован ряд работ, посвященных теоретическому исследованию термического сопротивления контакта, в которых рассматриваются контактные задачи теории упругости [Л. 161], нелинейные контактные задачи теплопроводности [Л. 162], влияние направления теплового потока на термическое сопротивление контакта [Л. 163], новые модели механики контакта [Л. 164—166], проблемы периодического контактирования [Л. 167, 168], а также другие специфические контактные задачи [Л. 169—171]. Появился большой новый

раздел о контактном теплообмене при наличии различных прослоек, в котором рассматриваются задачи снижения термического сопротивления контакта [Л. 172] и исследуется влияние структуры прослоек на величину контактного сопротивления [Л. 173—175].

Глава четвертая

КОНТАКТНОЕ ТЕРМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В РАЗЛИЧНЫХ ОБЛАСТЯХ ТЕХНИКИ

4-1. КОНТАКТНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ЯДЕРНОЙ ТЕХНИКЕ

В связи со значительными успехами в решении проблемы использования атомной энергии как в нашей стране, так и за рубежом в настоящее время проектируется и эксплуатируется большое количество стационарных и передвижных атомных электростанций, морских судов, работающих на ядерной энергии, мощных установок для опреснения воды, экспериментальных и исследовательских атомных установок, позволяющих вести широкие научные исследования по ядерной физике, физике твердого тела, радиохимии и т. д.

Ядерный реактор, являющийся основным энерговыделяющим узлом установок, работающих на атомной энергии, принципиальная схема которого представлена на рис. 4-1, состоит из активной зоны 2, системы регулирования и защиты 1, циркуляционного контура теплоносителя 5, отражателя нейтронов 3 и биологической защиты 4.

Тепловая энергия, высвобождающаяся в активной зоне реактора в результате непрерывной цепной реакции деления ядерного горючего, аккумулируется потоком теплоносителя и выносится для дальнейшего использования по замкнутому циркуляционному контуру за пределы активной зоны.

Наибольшее распространение нашли гетерогенные реакторы, в активной зоне которых преимущественно твердое ядерное горючее распределено локально (в отличие от гомогенных реакторов, где ядерное горючее находится в связи с замедлителем или теплоносителем), образуя в поперечном сечении правильную решетку. В гетерогенных реакторах с твердым ядерным горючим

основным узлом активной зоны являются тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы).

Тепловыделяющие элементы представляют собой устройства, содержащие твердое ядерное горючее и обеспечивающие генерацию тепловой энергии. В общем случае ТВЭЛы включают в себя активный объем, оболочку, концевые и дистанционирующие детали (рис. 4-2) [Л. 81].

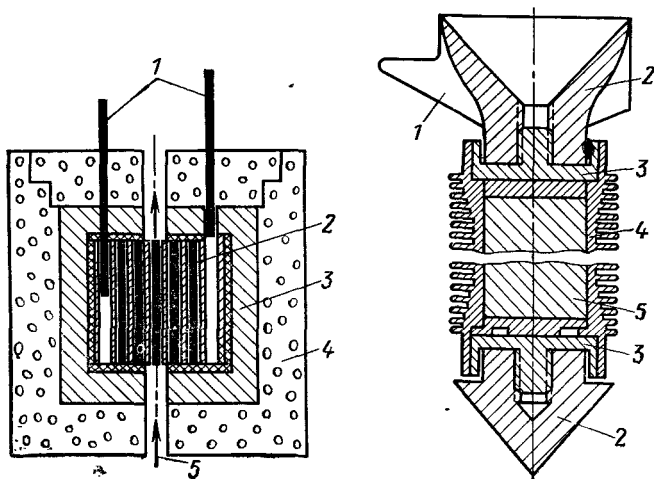


Рис. 4-1. Принципиальная схема реактора [Л. 80].

Рис. 4-2. Конструктивная схема одного из ТВЭЛов реактора в Колдер — Холле [Л. 81].

1 — дистанционирующая деталь; 2 — верхний и нижний центрирующие конусы; 3 — верхняя и нижняя концевые детали, герметизирующие активный объем в оболочке; 4 — ребристая оболочка (сплав магния — магискс); 5 — активный объем (сердечник из природного урана).

Оболочки ТВЭЛов изготавливаются из коррозионноустойчивых в среде теплоносителя конструкционных материалов, обладающих необходимыми прочностными свойствами и совместимых с материалами атомного топлива. Оболочки служат для изоляции активного объема от теплоносителя и предотвращения возможности загрязнения первичного циркуляционного контура реактора частицами ядерного горючего и продуктами его деления. В зависимости от конструкции реактора тепловыделяющие элементы могут располагаться в активной зоне в вертикальном или горизонтальном положении, в под-

вешенном состоянии или с упором вниз, однако в любом случае во избежание разрушения условия размещения должны обеспечивать свободу термического расширения твэлов.

Конструкция и технология изготовления твэлов должна обеспечивать при эксплуатации в реакторе отсутствие их локальных перегревов, которые могут служить причиной разрушения твэлов. Источниками локальных перегревов являются: неравномерность энерговыделения по активному объему твэла, отклонения коэффициентов теплопроводности и теплоотдачи от значений, принятых при конструировании твэлов, а также отклонения в термическом сопротивлении сердечника, оболочки и зазоров между ними, определяющиеся технологическими разбросами от нормальных размеров. Это вызывает необходимость при создании твэлов заботиться о равномерности распределения горючего и об обеспечении надежного и равномерного теплового контакта между сердечником и оболочкой.

С целью улучшения теплового контакта между сердечником и оболочкой применяют различные способы: заполнение зазоров между сердечником и оболочкой газовой средой с высокой теплопроводностью; механическое соединение сердечника и оболочки с помощью опрессовки; диффузионное сцепление между сердечником и оболочкой, образованное горячей или холодной сваркой под давлением; заполнение зазора между сердечником и оболочкой материалом, находящимся при рабочих температурах в твердом, а также жидком состоянии.

Наиболее простым способом снижения термического сопротивления контакта в твэлах является заполнение зазора газом с относительно высоким значением коэффициента теплопроводности. Однако в этом случае, несмотря на наличие теплопроводного газа, имеют место значительные перегревы сердечника (до 300°C). Кроме того, свободное положение брикетов относительно оси приводит к существенным температурным градиентам.

При механическом соединении сердечника с оболочкой с помощью опрессовки, горячей или холодной сварки под давлением термическое сопротивление контакта становится значительно ниже и может быть сведено практически к нулю. Однако прочная механическая

связь между сердечником и оболочкой создает большие трудности в подборе материалов, так как в этом случае необходимы близкие значения коэффициентов термического расширения. Значительно удобнее конструкция твэлов, в которых зона между сердечником и оболочкой заполнена твердым припоем или жидким металлом. Применяемые с этой целью материалы при рабочих температурах обладают высокой пластичностью, что способствует релаксации напряжений, определяемых различными термическими расширениями сердечника и оболочки. Кроме того, металлический подслои выполняет функции замедлителя реакции и ограничивает зоны разрушения в случае разрыва оболочки.

Одной из причин разрушения твэла может быть его локальный перегрев при эксплуатации в реакторе, а источником локального перегрева — изменение или отклонение величин термического сопротивления контакта между сердечником и оболочкой. При изготовлении твэлов и в ходе эксплуатации возможны следующие дефекты теплового контакта сердечника и оболочки: наличие газовых пузырей в контактном слое; отслоение сердечника и оболочки; разрывы и трещины в слое припоя; наличие окислов или загрязнений на поверхностях сердечника и оболочки, а в случае жидкого контакта — наличие несмоченных участков поверхности. Локальный перегрев твэла, вызванный указанными дефектами, зависит от геометрических размеров дефектной зоны и от термической проводимости дефекта.

На Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии (1955 г.) был представлен доклад Бусхотена [Л. 7]. В работе изучались результаты экспериментального исследования проводимости контакта урана с алюминием. Как уже указывалось в предыдущих главах, автор использовал установку дискового типа, на которой исследовались круглые пластинки из урана. Такая пластинка помещалась между алюминиевыми стержнями, по которым пропусклся определенный тепловой поток. Опыты проводились в различных газовых средах (воздух, гелий и водород) при давлении ниже атмосферного. Применялось сжатие образцов до $50 \cdot 10^5$ Па. К сожалению, в работе не было получено количественных результатов, а лишь сделан вывод о слабой проводимости тепла через газовую прослойку контакта. Однако первый опыт работы с ура-

новыми образцами и методика проведения экспериментов послужили хорошей основой для дальнейших исследований в этом направлении.

Для использования результатов исследований в практических целях прежде всего было необходимо получить количественные зависимости величины термического сопротивления контакта между ураном и материалом оболочки от таких определяющих факторов, как удельное давление и тепловая нагрузка. В табл. 3-5 приведены такие экспериментальные данные, полученные в 1956 г. Асколи и Джерманьоли [Л. 58], для случая контактирования урана с алюминием в вакууме $1 \div 0,1$ Па.

Далее рядом авторов были проведены исследования, направленные на выявление зависимости величины термического сопротивления контакта в твэлах от различных факторов. Основная часть этих исследований подробно описана в предыдущей главе, поэтому остановимся лишь на результатах этих работ и вытекающих из них практических рекомендациях.

Исследования проводимости тепла через газовую прослойку, а именно стыка, заполненного воздухом, гелием, водородом и некоторыми жидкостями, между алюминием, с одной стороны, и алюминием, сталью и ураном, с другой, показали, что тепловая проводимость контакта с ураном также состоит из двух основных составляющих — проводимости металлического контакта и проводимости газовой прослойки [Л. 7]. Это положение явилось в дальнейшем основой для более глубокого изучения теплообмена в твэлах, а также для поиска путей снижения величины термического сопротивления контакта.

Результаты дальнейших исследований показали, что величина термического сопротивления контакта в твэлах при использовании естественного урана, заключенного в оболочку из магниевых сплавов, существенно зависит от температуры [Л. 60]. С ростом температуры наблюдалось значительное снижение термического сопротивления контакта, что можно объяснить уменьшением твердости магниевого сплава.

При исследовании контакта материалов, использующихся в твэлах, во многих случаях наблюдались разногласия в абсолютной величине термического сопротивления. Это обстоятельство, а также специально проведенные эксперименты свидетельствуют о том, что

поверхность урана при повышенных температурах поддается интенсивному окислению, что чрезвычайно затрудняет оценку качества обработки контактирующих поверхностей и способствует существенному увеличению температурного скачка в контакте.

Экспериментально установлено [Л. 66, 67], что при использовании керамического топлива — двуокиси и карбида урана — величина термического сопротивления контакта существенно увеличивается по сравнению с сопротивлением контакта уран—магнокс, так как керамическое топливо не вступает в тесный контакт с оболочкой, а продукты деления (ксенон, криптон), поступающие в зазор, резко уменьшают проводимость среды.

Анализ экспериментальных данных, полученных различными авторами, по термическому сопротивлению контакта между урановым стержнем и оболочкой твэлов позволяет сделать вывод о том, что для этих специфических условий в основном сохраняются все закономерности контактного теплообмена.

К особенностям контактирования урана с оболочкой можно отнести прежде всего то обстоятельство, что в этом случае, как уже было замечено, большую роль играет образование окисной пленки, так как при температуре 150—200°С происходит интенсивное окисление урана. Наличие окисной пленки играет существенную роль в процессе формирования контакта, что необходимо учитывать при расчете величины термического сопротивления.

К сожалению, полученные на опытных установках с образцами плоского типа экспериментальные данные по величине термического сопротивления контакта урана с материалом оболочки не могут быть непосредственно использованы при разработке твэлов, так как в реальных конструкциях после их изготовления тем или иным способом, учитывая температурные деформации при их работе, остается практически неизвестным один из наиболее важных для определения величины термического сопротивления контакта факторов — усилие прижима стержня и оболочки.

В составных цилиндрических конструкциях твэлов величина контактного давления зависит от перепада температуры между внутренним и наружным цилиндрами и, следовательно, от самой величины термического сопротивления контакта, которая в этом случае опреде-

ляется совокупностью силовых, механических и геометрических характеристик.

В качестве примера можно рассмотреть контакт двух коаксиальных цилиндров [Л. 82]. По внутреннему цилиндру равномерно распределен тепловой поток (рис. 4-3), а внешний охлаждается потоком теплоносителя. Контактующие цилиндры представляют собой тонкие оболочки, нагруженные внутренним давлением p_1 и внешним p_2 . Геометрические размеры, механические и физические свойства материалов оболочек известны.

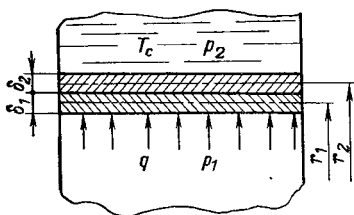


Рис. 4-3. Модель цилиндрического контакта.

С целью определения давления в контактной зоне из условия сохранения контакта при упругих и термических деформациях составляется уравнение радиальных

перемещений оболочек. Выражая термическое перемещение через температуру, а упругое через давление, можно получить выражение

$$p = \gamma \Delta \theta + p^*,$$

где

$$\Delta \theta = \alpha_1 (T_1 - T_{01}) - \frac{r_2}{r_1} \alpha_2 (T_2 - T_{02})$$

— безразмерный параметр, зависящий от распределения температуры в оболочках и соотношения их радиусов и имеющих смысл избыточной термической деформации внутренней оболочки;

$$\gamma = r_1 \left(\frac{r_1^2}{\delta_1 E_1} + \frac{r_2^2}{\delta_2 E_2} \right)^{-1}$$

— постоянный коэффициент;

$$p^* = \left(\frac{r_1^2 p_1}{\delta_1 E_1} + \frac{r_2^2 p_2}{\delta_2 E_2} \right) \left(\frac{r_1^2}{\delta_1 E_1} + \frac{r_2^2}{\delta_2 E_2} \right)^{-1}$$

— коэффициент, отражающий влияние внешнего давления; α_1 и α_2 — коэффициенты линейного расширения.

После ряда преобразований Н. Н. Дельвиным и Л. С. Кокоревым [Л. 82] получено критериальное урав-

нение, которое характеризует зависимость давления на контактирующие цилиндры от теплового потока и физико-механических свойств контакта:

$$\frac{p}{p_m} = Q \left(\frac{\alpha_{km}}{\alpha_k} + H \right) + \frac{p^*}{p_m} + N, \quad (4-1)$$

где $Q = q\gamma a_1 / p_m \alpha_{km}$ — безразмерный критерий, определяемый величиной тепловой нагрузки; $N = \gamma \Delta\theta_0 / p_m$ — безразмерный критерий, определяемый начальными условиями; $H = \alpha_{1,2} \alpha_{km} / \alpha_1 \alpha$ — безразмерный критерий, величина которого зависит от условий охлаждения наружной оболочки; p_m и α_{km} — максимальные величины давления и тепловой проводимости контакта, соответствующие пластической деформации материала одной из оболочек; α — коэффициент теплоотдачи теплоносителя;

$$\alpha_{1,2} = \alpha_1 - \frac{r_2}{r_1} \alpha_2;$$

$\Delta\theta_0 = \alpha_{1,2} (T_c - T_{02}) - \alpha_1 \Delta T_0$; T_c — температура теплоносителя; $\Delta T_0 = T_{01} - T_{02}$, где T_{01} и T_{02} — температуры первого и второго цилиндров, соответствующие отсутствию термических напряжений.

После того, как величина тепловой нагрузки достигает некоторого значения $Q = Q_1$, при котором $p = p_m$, левая часть уравнения (4-1) и первый член в скобках обращаются в единицу.

Таким образом, для $Q \geq Q_1$ уравнение (4-1) имеет вид:

$$1 = Q(1 - H) + \frac{p^*}{p_m} + N.$$

В частном случае при уменьшении Q , начиная с некоторого значения $Q = Q_2$, давление p может стать отрицательным, что физически означает расслоение оболочек, т. е. при этом величина контактной проводимости α_k определяется только проводимостью газовой прослойки. Величину контактной проводимости α_k , входящую в зависимость (4-1), можно определить любым из известных методов, полученным при плоском контактировании.

Таким образом, приведенная методика позволяет с некоторыми допущениями определить величину контактного давления в составных цилиндрических конструкциях твэлов в зависимости от проходящего через обо-

лочку теплового потока, температуры оболочки и физико-химических характеристик материалов.

Как было указано выше, в зависимости от технологии изготовления твэлов и условий их эксплуатации в контактной зоне могут возникнуть различного рода дефекты, препятствующие их нормальной работе.

С определенными допущениями температурное поле твэла с учетом дефектов в контактном слое (рис. 4-4)

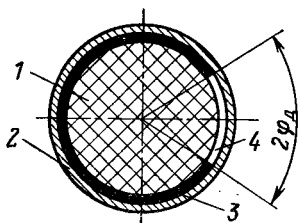


Рис. 4-4. Схема твэла с дефектом.

1 — топливо; 2 — оболочка; 3 — контактный слой; 4 — дефект.

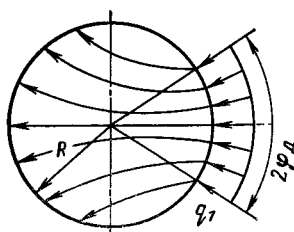


Рис. 4-5. Расчетная схема твэла.

может быть также определено расчетным путем, если принять, что контактный слой и оболочка учитываются как термическое сопротивление при подсчете коэффициента теплоотдачи, твэл оболочки не имеет, тепловая проводимость в области дефекта равна нулю, а в остальной области — бесконечности (рис. 4-5).

Таким образом, принятые допущения дадут завышенные значения температуры, а после расчета температурного поля твэла по упрощенной методике можно внести поправки на протяженность дефекта, его термическую проводимость и растечки тепла по оболочке.

Для конкретных задач инженерной практики проведено экспериментальное исследование [Л. 61], описанное в предыдущей главе. Исследовался непосредственно цилиндрический урановый сердечник, очехленный оболочкой с оребренной наружной поверхностью. Однако экспериментальная величина термического сопротивления контакта ($0,7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$) относится лишь к одному значению внешнего давления ($10 \cdot 10^5 \text{ Па}$).

В [Л. 64] в отличие от [Л. 61] твэл имитировался теплообменником «труба в трубе» и применялись раз-

личные материалы и технологии процесса очехлования. В результате эксперимента выяснилось, что при использовании холодной протяжки величина термического сопротивления контакта между сердечником и оболочкой значительно ниже сопротивления плоского контакта при тех же внешних параметрах. Как подтвердила дефектоскопия, в этом случае происходит взаимное внедрение выступов шероховатости и величина термического сопротивления обуславливается лишь тонким слоем окислов.

При использовании других видов технологии в зоне контакта остается газовая прослойка, существенно влияющая на величину контактного сопротивления.

Если в месте дефекта, выразившемся в расслоении оболочек, тепло будет передаваться через газовый зазор пропорционально континуальной теплопроводности λ_0 , то в случае мелких зазоров, соответствующих плотной посадке оболочки на тепловыделяющий сердечник, необходимо учитывать аккомодационные эффекты, которые могут привести к «сверхнизкой проводимости». Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в разделе проводимости тепла через газовую прослойку контакта, однако в задаче теплового сопротивления контакта твэлов он имеет некоторую специфику.

На основании результата анализа стендовых и внутриреакторных экспериментов Ластманом [Л. 127] был сделан неожиданный вывод, заключающийся в том, что величина тепловой проводимости через газовую прослойку между горючим и оболочкой в твэлах не зависит от состава газовой среды. Этот вывод делает неоправданным предположение об ухудшении работы твэлов вследствие изменения состава газа, заполняющего пространство между оболочкой и сердечником. В. В. Харитоновым, Л. С. Кокаревым и Н. Н. Дельвиным [Л. 84] сделана попытка объяснить это обстоятельство особенностью взаимодействия газа со стенками зазора в твэле.

Длина температурного скачка на границе газ — твердое тело [Л. 84] выражается зависимостью

$$\delta_t \approx l/\xi,$$

где l — длина свободного пробега молекул газа; ξ — коэффициент аккомодации, характеризующий среднюю долю энергии, обмениваемой за одно столкновение между газом и твердым телом.

Для гелия при нормальном давлении и температуре 1000°C $l \approx 1$ мкм. При $\xi = 0,01$ $\delta_t = 0,1$ мм, т. е. может превышать среднюю толщину газового зазора δ . В этом случае в первом приближении термическая проводимость газового зазора может быть выражена следующей зависимостью:

$$\alpha_r \approx \frac{\lambda \xi}{l}.$$

Так как коэффициент теплопроводности газов находится в обратной зависимости от их атомной массы m , можно считать, что

$$\lambda l \sim 1/\sqrt{m}.$$

Как известно, величина ξ зависит от свойств газа и твердого тела, а также от параметров их атомного взаимодействия.

Из экспериментальных данных, полученных различными авторами, известно, что кривые изменения коэффициента аккомодации для различных инертных газов на чистых поверхностях вольфрама¹ в зависимости от температуры располагаются таким образом, что значение ξ в отличие от коэффициента теплопроводности тем больше, чем больше атомная масса газа.

Таблица 4-1

Зависимость термической проводимости зазора от рода газа

Газ	He	Ne	Ar	Kr	Xe	Материал стенки
$\xi \lambda$, МВт/(м·К) α , кВт/(м ² ·К)	4,6 1,5	3,2 2,0	4,0 3,4	3,1 2,9	4,1 4,0	Чистый вольфрам
$\xi \lambda$, МВт/(м·К) α , кВт/(м ² ·К)	0,2 40 8,5	0,47 30 14	0,72 16 11	0,78 9 6,5	0,82 6 5	Платина с адсорбированным на поверхности газом

Следовательно, на основании этих данных можно сделать вывод о том, что коэффициенты аккомодации различных газов на данной поверхности при одинаковой

¹ На поверхностях из ураносодержащих соединений значения ξ должны быть близки к данным для вольфрама.

температуре обратно пропорциональны их коэффициентам теплопроводности. Таким образом, термическая проводимость газовых зазоров в контакте урана с оболочкой, толщина которых не больше длины температурного скачка, слабо зависит от рода газа, причем перенос части тепла за счет проводимости через места фактического контакта и излучением усугубляет эту слабую зависимость. Как видно из табл. 4-1, при числах Кнудсена $1/\delta$ порядка единицы и более термическая проводимость ксенона несколько превышает проводимость зазора с гелием, в то время как теплопроводность последнего в 30 раз больше, чем у ксенона.

4-2. КОНТАКТНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В АППАРАТАХ ПРЯМОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

Научно-технический прогресс нашего века характеризуется поисками новых источников электрической энергии. В настоящее время в наиболее развитых странах широко ведутся исследования новых способов преобразования энергии, отличительная черта которых — прямое бесшумное преобразование одного из видов энергии в электрическую. Наиболее широкое развитие в последние годы получили работы по термоэлектрическому и термоэмиссионному методам преобразования тепловой энергии в электрическую [Л.104].

Уже изготовлены и эксплуатируются, разрабатываются и проектируются термоэлектродвигатели различного назначения мощностью от нескольких ватт до нескольких десятков киловатт. Эти термоэлектродвигатели предназначены для «малой энергетики» и обладают целым рядом уникальных качеств: полной автономностью, высокой надежностью, простотой обслуживания, долговечностью, а также относительно высокими удельными энергетическими характеристиками. Они используются для энергоснабжения объектов, удаленных от линий электропередач, а также в условиях, где их применение единственно возможно [Л.119].

По принципу действия термоэлектродвигатели представляют собой тепловые машины, в которых рабочим телом является электронный газ полупроводника, преобразующий тепловую энергию в электрическую, поэтому к. п. д. термоэлектродвигателя, как во всякой тепловой машине, зависит от к. п. д. цикла Карно ($T_{г}-$

$-T_x)/T_r$. Это говорит о том, что его конструкция должна иметь минимальные тепловые потери при передаче тепла полупроводниковому материалу и при съеме тепла с него.

На рис. 4-6 представлена упрощенная схема батареи термоэлектрогенератора. Батарея состоит из полупроводниковых термостолбиков, изготовленных из термоэлектрического материала: один p -, а другой

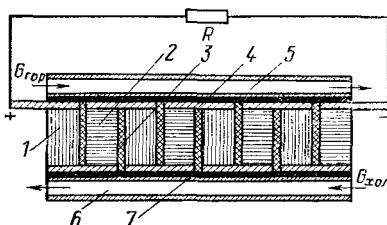


Рис. 4-6. Плоская термоэлектрическая батарея.

1 — термоэлемент n -типа; 2 — термоэлемент p -типа; 3 — межэлементная изоляция; 4 — коммутационная пластина; 5 — горячий теплопровод; 6 — холодный теплопровод; 7 — электроизоляционный теплоконтактный переход.

n -проводимости, которые электрически с помощью коммутационных элементов соединены последовательно. Наличие термостолбиков разных типов проводимости позволяет складывать их термо-э. д. с., располагая коммутационные элементы непосредственно по изотермическим спаям. Этим самым предотвращаются тепловые потери по коммутационным элемен-

там, которые должны быть хорошими проводниками электричества и тепла. К коммутационным элементам (обычно на холодном спае) подсоединяется полезная нагрузка R .

Если теперь к горячему спаю подвести тепловой поток Q_r при температуре T_r , а от холодного спая отвести поток тепла Q_x при температуре T_x , то под действием возникшего перепада температур на спаях термоэлемента ΔT , согласно закону Зеебека, возникает термо-э. д. с. $E_{т.э.}$:

$$E_{т.э.} = (\alpha_p + \alpha_n) \Delta T,$$

где α_p , α_n коэффициенты термо-э. д. с. термостолбиков p - и n -типов соответственно.

Однако для получения перепада температур ΔT на спаях термоэлектробатареи необходимо подвести и отвести тепло с помощью теплопроводов (см. рис. 4-6) с горячим и холодным теплоносителями, которые контак-

тируют с коммутационной поверхностью через электроизоляционную прослойку.

Особенность этой электроизоляционной прослойки заключается в том, что через нее непосредственно проходит основной тепловой поток, обуславливающий выходную мощность термоэлектрогенератора. Изучение теплового сопротивления электрической изоляции затрудняется тем, что в него, кроме теплового сопротивления электроизоляционного материала, входит тепловое сопротивление контакта. Таким образом, задача уменьшения теплового сопротивления изоляции $R_{из}$ сводится не только к поискам диэлектрика с относительно высоким коэффициентом теплопроводности, но и к снижению теплового сопротивления контакта. Так как материал электроизоляции может частично заполнять микрозазоры между шероховатыми поверхностями и тем самым существенно влиять на величину теплового сопротивления контакта, тепловое сопротивление диэлектрика и контакта необходимо рассматривать совместно как две составляющие единого электроизоляционного перехода. Тепловое сопротивление такого перехода можно выразить зависимостью

$$R_{из} = R_k + \frac{\delta_{из}}{\lambda_{из}},$$

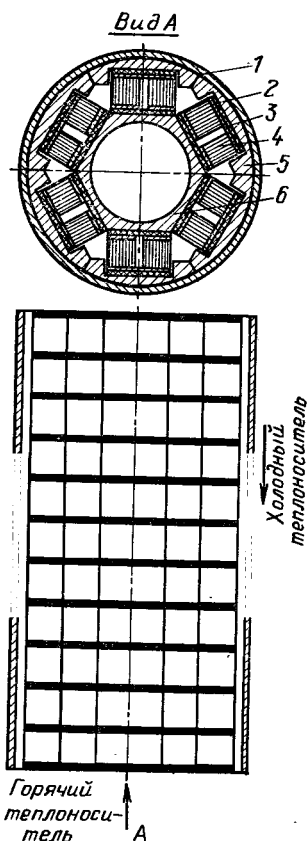
где R_k — тепловое сопротивление контакта; $\delta_{из}$ — средняя толщина электроизоляционного материала; $\lambda_{из}$ — коэффициент теплопроводности электроизоляционного материала.

Как показывает опыт, тепловое сопротивление изоляции $R_{из}$ составляет существенную величину (15—20% общего сопротивления термогенератора). Таким образом, даже небольшое снижение $R_{из}$ приводит к значительному увеличению электрической мощности термоэлектрогенератора.

Несмотря на большое разнообразие конструкций термоэлектрогенераторов, их можно условно разделить по конструктивным схемам на три основных вида: панельные, радиальные и короткозамкнутые.

Панельные термоэлектрогенераторы собираются из плоских термоэлектробатарей (рис. 4-6), набранных из последовательно соединенных полупроводниковых термоэлементов. Теплоноситель (жидкий металл, органическая жидкость, вода или насыщенный пар) прокачива-

ется через плоские теплопроводы, изготовленные из материала с высоким коэффициентом теплопроводности. Как уже указывалось выше, одной из серьезных проблем в этом случае является создание надежного электроизоляционного теплоконтактного перехода, особенно если площадь нагрева термоэлектробатареи велика.



Радиальная конструкция представляет собой трубчатый теплообменник, стенки которого являются термоэлектробатареями (рис. 4-7). Внутри такой трубы находится источник тепла (радиоизотопы, теплоносители, твэлы атомного реактора или горячие газы), а отводится тепло снаружи с помощью ребер охлаждения или теплоносителя.

Проблема создания электроизоляционного теплоконтактного перехода усугубляется тем обстоятельством, что в этом случае значительно труднее осуществить прижим между термобатареями и теплопроводами.

Рис. 4-7. Термоэлектрическая трубная батарея.

1 — тонкий чехол; 2 — электроизоляционный теплоконтактный переход; 3 — коммутационные шины; 4 — полупроводниковый элемент; 5 — металлическая вставка; 6 — трубный теплопровод.

Короткозамкнутая схема термоэлектрогенератора применяется с целью получения больших токов (порядка сотен ампер) при малом напряжении [Л. 85], например для питания электромагнитных насосов. В этой конструкции (рис. 4-8) направление тока совпадает с направлением теплового потока, поэтому источник и стоки тепла расположены непосредственно между p - и

n-термоэлементами. Особенностью этой конструкции является то, что здесь не требуется электрической изоляции и поэтому тепловые потери при контактировании термоэлементов с теплопроводами значительно ниже. Источниками тепла в короткозамкнутых термоэлектрогенераторах могут быть теплоносители, радиоактивные изотопы и твэлы атомного реактора. Тепловой контакт полупроводника с материалом теплопровода осуществляется путем прижима, пайки или сварки через соот-

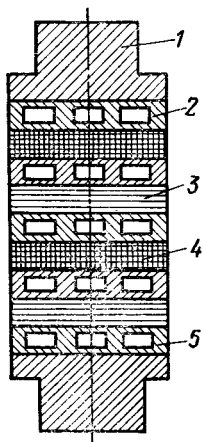


Рис. 4-8. Принципиальная схема короткозамкнутой термоэлектрической батареи.

1 — токосъемники; 2 — контур хладагента; 3, 4 — ветви термоэлемента; 5 — греющий контур.

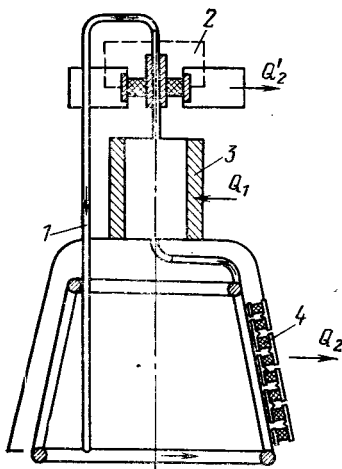


Рис. 4-9. Принципиальная схема атомной термоэлектрической установки.

1 — система теплоносителя; 2 — электромагнитный насос; 3 — ядерный реактор; 4 — батареи термоэлементов.

ветствующие прокладки. Поэтому в этом случае, несмотря на меньшие тепловые потери из-за отсутствия электроизоляции, остается проблема металлического контакта и способов его уменьшения [Л. 83].

На рис. 4-9 и 4-10 приведены для примера принципиальная схема и отдельный модуль термоэлектрической установки SNAP—10A. В качестве источника тепловой энергии в установке был использован гомогенный ядерный реактор мощностью 35 кВт. Отвод тепла из активной зоны ядерного реактора и его подвод к горячим

спаям термоэлементов осуществлялись теплоносителем — эвтектическим сплавом Na—K, а принудительная циркуляция теплоносителя — при помощи электромагнитных насосов, получавших питание от автономных секций термоэлектрогенератора. Отвод тепла от холодных спаев производился излучением. На базе энергетических систем SNAP-10 и SNAP-10A в США разрабатывался ряд электроэнергетических установок, предназначенных для использования на глубоководных

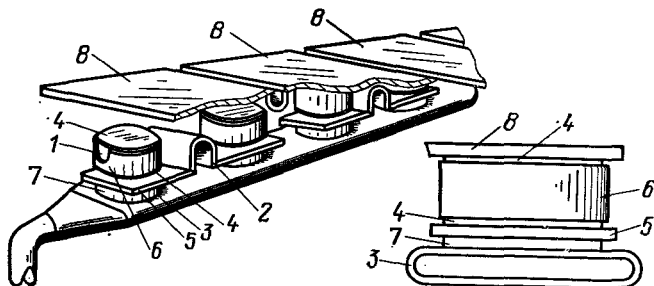


Рис. 4-10. Одноконтурный термоэлектрический модуль с разнесенными элементами.

1 — ветви термоэлемента; 2 — компенсаторы; 3 — теплопровод; 4 — антидиффузионные прокладки; 5 — горячая шина; 6 — антисублимационные покрытия; 7 — теплоконтактный изолятор; 8 — холодная шина — тепловой излучатель.

объектах. Отвод тепла в этом случае должен осуществляться морской водой через слой электрической изоляции и герметизирующую металлическую стенку.

В качестве электрической изоляции в термоэлектрогенераторах применяются различные материалы в виде пластин (окись бериллия или керамика), пленок (слюда, полимеры, полиамиды и пр.), покрытий (Al_2O_3 , различного рода викинты и пр.) и замазок (герметики, клеи и пр.).

Аналитическое исследование термического сопротивления электроизоляционных теплоконтактных переходов является затруднительным. В каждом отдельном случае, в зависимости от материала, технологии получения таких переходов, а также от режима эксплуатации, величина термического сопротивления переходов будет меняться в широких пределах.

Рассмотрим в первую очередь картину течения тепла в теплоконтактном переходе при использовании различного рода пластин. На рис. 4-11 приведена модель контактирования элементарных цилиндров с одним пятном касания через пластину. Отличительной особенностью такого контактного перехода является то, что кроме сопротивления стягивания R_m и сопротивления пространства между выступами шероховатостей, заполненного инородной средой, R_r , появляется дополнительное сопротивление $R_{пл}$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_m} + \frac{1}{R_r} + \frac{1}{R_{пл}}. \quad (4-2)$$

Однако сопротивление $R_{пл}$ не может быть определено простым выражением $R_{пл} = \delta_{пл} / \lambda_{пл}$, так как в зависимости от геометрии контакта, т. е. величины $\delta_{пл}$, а также коэффициентов теплопроводности пластины и зазора картина прохождения тепла будет различной.

Если толщина тела (в направлении теплового потока) становится меньше определенной величины, то изотермические поверхности деформируются по всему теплопроводящему пространству (рис. 4-11) и расчет по обычным формулам становится неправомерным. Обычно, как показали расчеты, такое положение наступает при $r > \delta$ или при $\delta < 700 \div 800$ мкм. Если применяются пластины большой толщины, то, по-видимому, можно использовать общепринятые зависимости, считая, что контактируют три тела с двумя контактными переходами, т. е.

$$R_{общ} = R'_1 + R'_2 + R_{пл} + R''_1 + R''_2,$$

где $R_{пл} = \delta_{пл} / \lambda_{пл}$. Для случая $r > \delta$

$$R_{пл} = R_{стяг} + R_{лин},$$

где $R_{лин} = \delta_{лин} / \lambda_{лин}$.

При малой толщине δ тепловой поток проходит через часть проводящего сечения пластин, причем диаметр проводящей части возрастает по мере увеличения δ от $2a$ (при $\delta \rightarrow 0$) до максимального значения $2r$ при $\delta > (20 \div 30)a$, а термическое сопротивление уменьшается, так как происходит растекание теплового потока.

Обозначим $R_{пл} / R_{лин} = \psi$. Назовем эту величину «коэффициентом растекания».

Таким образом, $R_{пл} = R_{лин} \psi$ или

$$R_{пл} = \psi \frac{\delta}{\lambda_{пл} \eta}, \quad (4-3)$$

где η — относительная площадь фактического контакта.

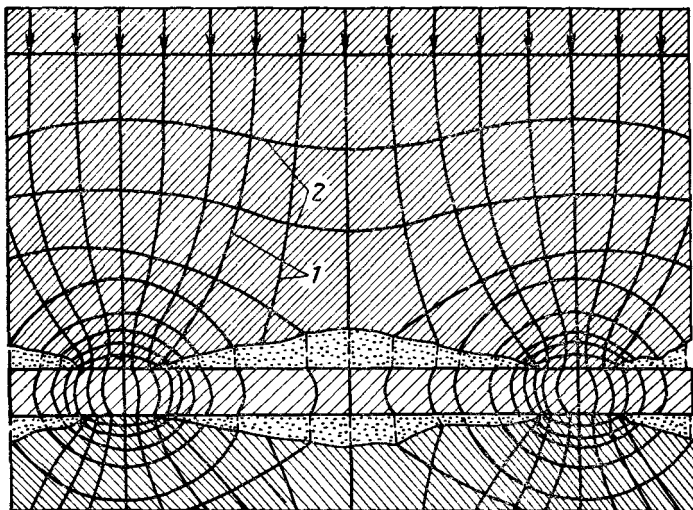


Рис. 4-11. Линии тока и изотермы при контактировании тел через пластину.

1 — линии тока; 2 — изотермы.

В [Л. 86] для задачи о растекании тепла по пластине получено решение на аналоговой машине, в соответствии с которым

$$\psi = 0,915 \exp\left(-0,63 \frac{\delta}{2a}\right) + 0,06 \exp\left[-0,1 \left(\frac{\delta}{2a} - 5\right)^2\right] + 0,085.$$

В общем случае, используя выражение (4-2), тепловое сопротивление контакта через тонкую пластину можно записать в виде

$$\frac{1}{R} = \frac{p\bar{\lambda}}{1,8\varphi\sigma_b} 10^4 + \frac{2\lambda_c}{h'_{сп1} + h'_{сп2}} + \frac{2\lambda_c}{h''_{сп1} + h''_{сп2}} + \frac{\lambda_{пл} \eta}{\psi \delta_{пл}}. \quad (4-4)$$

Величину относительной площади, как и для металлического контакта, можно определить по формуле

$$\eta = \frac{p}{3\sigma}.$$

В формуле (4-4) σ_v — предел прочности более мягкого материала; h'_{cp} и h''_{cp} — средний размер микронеровностей соответственно первой и второй контактных пар.

Если при контактировании через пластину можно рассматривать модель, состоящую из сочетания однородных сплошных сред и использовать в полученных зависимостях общепринятые значения коэффициентов теплопроводности этих сред, то при рассмотрении теплоконтактных переходов с пленками, покрытиями или смазками мы имеем дело с гетерогенными системами, где необходимо учитывать, кроме теплопроводности сплошной среды, теплопроводность различных включений как газа, так и инородных твердых частиц. Широко распространенным методом теоретического исследования коэффициента теплопроводности гетерогенных систем является метод обобщенной проводимости [Л. 87].

Впервые метод обобщенной проводимости был применен Максвеллом для расчета электрического поля системы, состоящей из изотропной среды, в которую вкраплены посторонние частицы. Применительно к расчету теплопроводности формула имеет вид:

$$\lambda = \lambda_1 \frac{\left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right) V}{1 + (\delta - 1) V}, \quad (4-5)$$

где λ_1 — коэффициент теплопроводности основного материала; λ_2 — коэффициент теплопроводности материала включений; $\delta = \frac{3\lambda_1}{2\lambda_1 + \lambda_2}$ — для шарообразных частиц;

$\delta = \frac{5\lambda_1 + \lambda_2}{3(\lambda_1 + \lambda_2)}$ — для цилиндрических частиц; $\delta = \frac{\lambda_1 + 2\lambda_2}{3\lambda_2}$ — для пластинчатых частиц.

Представленная формула хорошо согласуется с экспериментом при относительном объеме включений $V=0,3$, удовлетворительно при V от 0,5 до 0,8 [Л. 89].

Опыт показывает, что формула Максвелла дает хорошие результаты, если проводимость частиц меньше проводимости среды [Л. 89].

В отличие от Максвелла, не учитывающего реальную структуру вещества, В. И. Оделевский [Л. 88] делит гетерогенные материалы на два типа: матричные, в которых фаза образует непрерывную матрицу при любых объемных концентрациях других фаз, и статистические смеси, в которых частицы распределены хаотически, не образуя никаких регулярных структур. Для большинства концентраций с кубическими включениями, центры которых образуют кубическую решетку, формула В. И. Оделева имеет вид:

$$\lambda = \lambda_1 \left(1 + \frac{V_2}{\frac{1 - V_2}{3} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}} \right), \quad (4-6)$$

где λ_1 и λ_2 — теплопроводность, соответственно непрерывной фазы и включений; V_2 — объемная концентрация включений.

Для статистической двухфазной системы формула В. И. Оделева имеет вид:

$$\lambda = (3V_1 - 1)\lambda_1 + (3V_2 - 1)\lambda_2 + \sqrt{\frac{[(3V_1 - 1)\lambda_1 + (3V_2 - 1)\lambda_2]^2}{16}}. \quad (4-7)$$

Другие исследователи дисперсных материалов стремились учесть как можно больше факторов, влияющих на теплопроводность. При этом принимались самые разнообразные предположения о химическом составе и структуре пористых систем [Л. 90], о форме, размерах и способах контактирования частиц и их ориентации относительно теплового потока [Л. 91—94]. Г. Н. Дульневу удалось получить формулы, наиболее полно учитывающие реальные процессы в указанных структурах. Так, для механической смеси с взаимопроникающими компонентами получено следующее соотношение:

$$\frac{\lambda_{\text{эф}}}{\lambda_{\text{ск}}} = \left(\frac{h}{L} \right)^2 + v \left(1 + \frac{h}{L} \right)^2 + \frac{2v \frac{h}{L} \left(1 - \frac{h}{L} \right)}{1 - \frac{h}{L} (1 - v)}, \quad (4-8)$$

где $\lambda_{ск}$ — теплопроводность скелета дисперсного материала; $\nu = \lambda_1/\lambda_2$; h/L — функция пористости, которая находится по табл. 4-2.

Таблица 4-2

Зависимость h/L от пористости материала

Пористость	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
h/L	∞	4,21	2,47	1,75	1,29	0,846	0,7	0,567	0,396	0,244	0

Предложенная формула пригодна и для расчета эффективной теплопроводности волокнистой системы с неупорядоченным расположением волокон.

Рассмотрение теоретических работ по теплопроводности гетерогенных систем показывает, что в некоторых случаях становится возможным не только качественная, но и количественная оценка λ системы.

Однако для расчета термического сопротивления электроизоляционных теплоконтактных переходов, кроме знания величины коэффициента теплопроводности заполняющего контакт материала, необходимо задаться толщиной прослойки, входящих в состав этого перехода. Эта задача выполняется не всегда просто, так как в зависимости от адгезии и структуры материалов контактные зазоры могут заполняться неравномерно и, следовательно, на величину теплового сопротивления будут оказывать существенное влияние области контакта, заполненные остаточным газом.

Таким образом, все теплоконтактные переходы с пленками, покрытиями и смазками можно разделить на две категории. К первой категории отнесем переходы, в которых имеет место хорошее заполнение зазоров эластичным материалом, что легко проверяется при эксперименте в среде вакуума. Ко второй категории отнесем переходы с плохим заполнением; в этом случае при эксперименте в среде вакуума и воздуха мы получим резко отличающиеся результаты, в то время как в эксперименте с переходами первой категории существенной разницы быть не должно [Л.108]. Можно считать, что переходы второй категории не поддаются расчету.

Теплоконтактные переходы с хорошим заполнением зазора можно рассчитать с определенной точностью. Для

этого необходимо задаться средней толщиной заполняющей зазор прослойки и по вышеприведенным зависимостям или табличным данным определить коэффициент теплопроводности материала. Расчет теплового сопротивления проводить по обычной зависимости

$$R = \frac{\bar{\delta}_{\text{пр}}}{\bar{\lambda}_{\text{пр}}},$$

где $\bar{\delta}_{\text{пр}}$, $\bar{\lambda}_{\text{пр}}$ — усредненные значения толщины и коэффициента теплопроводности прослойки.

Усредненное значение толщины прослойки определяется в зависимости от геометрии и структуры контактного перехода.

Однако наиболее надежно экспериментальное определение электроизоляционных теплоконтактных переходов. Опытные данные по некоторым из них приводятся ниже.

На рис. 4-12 приведена зависимость от температуры термического сопротивления электроизоляционного перехода со слюдопластом. Между образцами из нержавеющей стали помещалась пластинка слюдопласта, и образцы сжимались при нагрузке $20 \cdot 10^5$ Па. Эксперимент проводился в атмосфере аргона. Как видно из графика, с увеличением температуры термическое сопротивление контакта со слюдопластом существенно уменьшается, что объясняется увеличением пластических свойств материала с ростом температуры. При температуре 200 и 400°С проведен эксперимент в среде гелия (рис. 4-12). Существенное отличие величины термического сопротивления в среде аргона и гелия говорит о том, что пространство между выступами шероховатостей металла, несмотря на пластичность слюдопласта, заполнено газом, что существенно влияет на величину общего теплового сопротивления перехода.

Другой материал, применяющийся в термоэлектрогенераторах, стеклослюденит представляет собой стеклоткань, покрытую чешуйками слюды и пропитанную лаком на основе элементоорганики. Рабочая температура материала до 500°С. В эксперименте был использован стеклослюденит толщиной 0,3 мм. Определялась величина термического сопротивления перехода в зависимости от давления и температуры (рис. 4-13). Как видно из графика, величина термического сопротивления в этом

случае существенно ниже, чем для слюдопласта, и мало зависит от давления и температуры.

Существенными отличиями обладает материал СТАМ, представляющий собой бесщелочную стеклоткань, на которую наносится герметик У-1-18 (эластичный материал на основе СКТ-каучука с введением в него в качестве наполнителей окиси цинка и окиси кремния). Использовалась пленка толщиной 240—260 мкм. На рис. 4-14

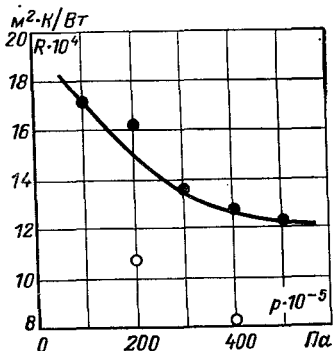


Рис. 4-12. Контакт с прокладкой из слюдопласта.

● — в среде аргона; ○ — в среде гелия.

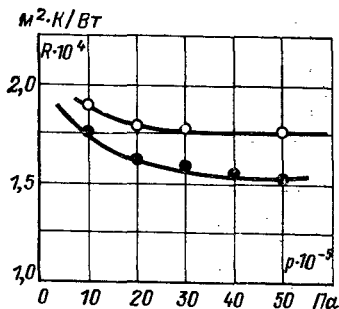


Рис. 4-13. Контакт с прокладкой из стеклослюденита.

○ — $t = 60^\circ\text{C}$; ● — $t = 200^\circ\text{C}$.

представлены кривые зависимости термического сопротивления электроизоляционного перехода с пленкой СТАМ от давления и температуры. Как видно из графика, тепловое сопротивление такого перехода мало зависит от давления и сильно от температуры. При повышении температуры до 150°C (рис. 4-15) происходит некоторый спад теплового сопротивления, связанный, по-видимому, с увеличением коэффициента теплопроводности материала. При повышении температуры выше 150°C наблюдается резкое падение величины термического сопротивления за счет пластического размягчения герметика, заполнения пространства между микронеровностями и вытеснения оттуда воздуха. После охлаждения и снятия нагрузки герметик затвердевает, но остается между микронеровностями. Если после нагрева вновь провести измерения при низких температурах, то величина термического сопротивления увеличивается уже незна-

чительно. При дальнейшем повышении температуры общее термическое сопротивление меняется слабо (кривая 2, рис. 4-15), лишь за счет незначительного изменения коэффициента теплопроводности герметика от температуры. Из рисунка видно, что тепловое сопротивление электроизоляционного теплоконтактного перехода (при условии предварительного прогрева) под небольшим давлением составляет около $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$.

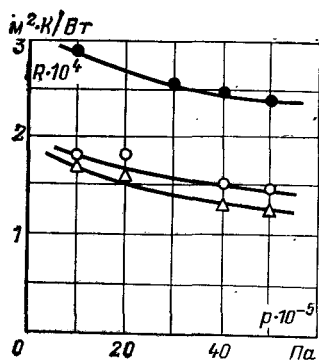


Рис. 4-14. Контакт с прокладкой из материала СТАМ.

● — $t=125^\circ \text{C}$; ○ — $t=205^\circ \text{C}$; △ — $t=250^\circ \text{C}$.

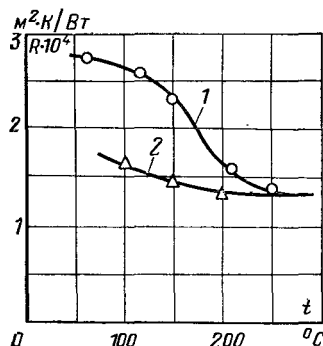


Рис. 4-15. Зависимость термического сопротивления контакта с материалом СТАМ от температуры.

○ — увеличение температуры; △ — вторичный замер.

Кроме пластин и пленок, были исследованы различные покрытия, применяющиеся в качестве электрической изоляции в термоэлектрических преобразователях энергии.

Институтом химии силикатов разработаны новые органосиликатные покрытия ЭНБ-1А и ЭНБ-32. На рис. 4-16 приведены экспериментальные данные по тепловым сопротивлениям электроизоляционных переходов с этими материалами. Эксперименты показали, что сопротивления таких переходов при изменении температуры от 100 до 400°C уменьшаются от $4 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$ и мало зависят от окружающей среды.

Исследовалось также покрытие из окиси магния, нанесенное на образец из нержавеющей стали 1Х18Н9Т. Покрытие MgO наносилось путем осаждения окиси маг-

ния из водного раствора. Эксперименты проводились в атмосфере гелия и в вакууме. На рис. 4-17 видно, что несмотря на удовлетворительную величину теплового сопротивления в атмосфере гелия, данный теплоконтактный переход не обеспечивает нормального прилегания покрытия MgO к контактирующей поверхности, на что указывает резкое повышение теплового сопротивления в среде вакуума.

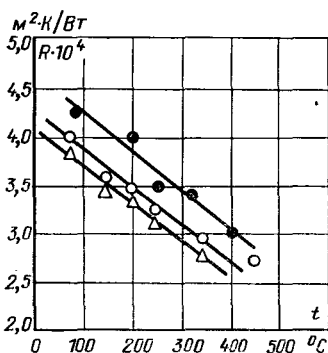


Рис. 4-16. Зависимость $R=R(t)$ (в контакте покрытие — материал ЭНБ-1А и ЭНБ-32).

● — ЭНБ-1А, $\delta=55$ мкм, вакуум;
○ — ЭНБ-32, $\delta=50$ мкм, воздух;
△ — ЭНБ-1А, $\delta=55$ мкм, воздух.

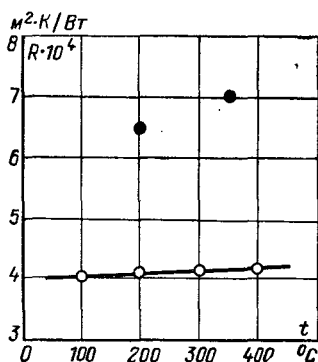


Рис. 4-17. Зависимость $R=R(t)$ (в контакте покрытие — окис магния).

● — вакуум; ○ — гелий.

Хорошими адгезионными и механическими свойствами обладает покрытие плазменно напыленной окиси алюминия (алунда). Это покрытие обладает высокой термостойкостью и механической прочностью. Однако пористая структура алунда имеет крупную шероховатость и при контактировании с металлической поверхностью в среде воздуха создает большое тепловое сопротивление (около $8 \cdot 10^{-4} m^2 \cdot K / Vt$).

Как видно из вышеприведенных вариантов электроизоляционных переходов, минимальное значение термического сопротивления имеют переходы с эластичными прокладками и покрытиями. Однако, как показала практика, такие переходы имеют низкие электроизоляционные свойства из-за отсутствия механической прочности.

Таким образом, для удовлетворения противоречивых требований к электроизоляционным теплоконтактным

переходам (минимальное тепловое и максимальное электрическое сопротивление, высокая механическая прочность и эластичность для снятия теплового контактного сопротивления, влагостойкость и низкие тепловые деформации), по-видимому, лучше всего использовать комбинированные, состоящие из двух и трех компонентов, переходы.

Как показывают исследования и практика, один и тот же материал не в состоянии обеспечить надежные

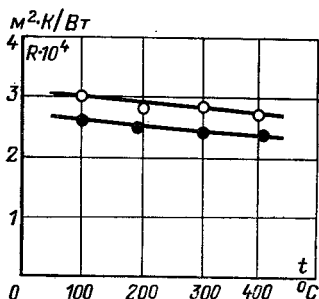


Рис. 4-18. Зависимость $R=R(t)$ (в контакте покрытие — органосиликатный материал ЭНБ-32 и герметик У-1-18).

○ — вакуум; ● — воздух.

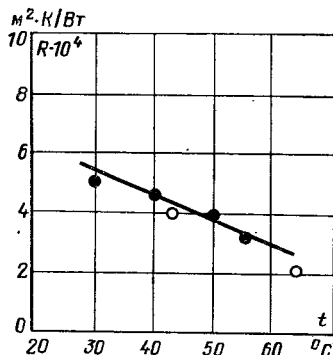


Рис. 4-19. Зависимость $R=R(t)$ (в контакте керамическая пластина, с двух сторон герметик У-2-28).

● — аргон; ○ — гелий.

диэлектрические свойства и высокую тепловую проводимость одновременно. По-видимому, один компонент перехода должен обеспечить электроизоляционные свойства, а другой — уменьшить термическое сопротивление контакта. Соотношение между тепловыми сопротивлениями контакта и электроизоляционного слоя могут быть различны. Это зависит от материала, толщины и коэффициента теплопроводности диэлектрика, площади непосредственного контакта и шероховатости контактирующих поверхностей. На обе составляющие теплового сопротивления электроизоляционного теплоконтактного перехода влияют температура и усилие сжатия.

На рис. 4-18 приведены экспериментальные данные по тепловому сопротивлению электроизоляционного теплоконтактного перехода с органосиликатным покрытием

ЭНБ-32 в сочетании с герметиком У-1-18. Из рисунка видно, что сопротивление такого перехода практически не зависит от температуры, мало зависит от окружающей среды, что указывает на низкое контактное сопротивление и составляет величину около $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$ (без герметика было $4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$ при $t = 100^\circ \text{С}$, рис. 4-16).

Результаты экспериментов с теплоконтактным переходом, состоящим из керамических пластин Al_2O_3 , соединенных при помощи полимера У-2-28 с контактирующими поверхностями образцов из нержавеющей стали 1Х18Н9Т, представлены на рис. 4-19. Эксперимент проводился в среде аргона и гелия. Совпадения показаний при работе в среде аргона и гелия свидетельствуют о хорошем заполнении контактных зазоров полимером. Относительно большая величина термического сопротивления $(4 \div 5) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$ объясняется тепловым сопротивлением самой пластины и двух контактных зон, заполненных полимером.

Наиболее перспективным является теплоконтактный переход, состоящий из плазменнонапыленного алунда в контакте со стальным образцом через полимер У-2-28. Эксперименты, проведенные в атмосфере гелия, аргона и вакуума, приведены на рис. 4-20. Как видно из рисунка, все эксперименты дали хорошую сходимость, относительно низкое тепловое сопротивление и полную независимость от среды. Разборка рабочего участка показала хорошую адгезию полимера как с алундом, так и с нержавеющей сталью. Полимер заполняет весь зазор равномерным тонким слоем, оставшимся после выдавливания излишков при сборке. Как показали эксперименты, полимер не теряет своих пластических свойств до температуры 400°С . При повышении температуры до 500°С полимер У-2-28 охрупчивается, однако предварительные результаты не показали существенного изменения теплового сопротивления. С целью увеличения температуры в качестве связующего материала в контакте был использован полимер ТЭС-1.

Результаты экспериментов с теплоконтактным переходом, состоящим из алундированной поверхности образца из нержавеющей стали 1Х18Н9Т, соединенной с контактирующей поверхностью другого образца из материала 1Х18Н9Т при помощи ТЭС-1, представлены на рис. 4-21. Эксперименты в среде гелия дали относитель-

но хорошие результаты. Однако контрольный эксперимент в вакууме показал резко завышенное тепловое сопротивление, что указывает на недостаточную адгезию ТЭС-1 с алундом. Отрицательные результаты были получены также при исследовании теплоконтактного перехода, состоящего из плазменно напыленного на 1Х18Н9Т алунда и прослойки из высокотемпературного клея ВК-2 (рис. 4-22). Эксперименты проводились в атмосфере ар-

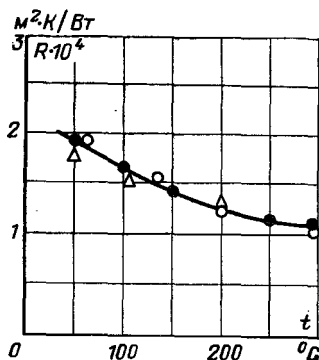


Рис. 4-20. Зависимость $R=R(t)$ (в контакте покрытие — алунд и герметик У-2-28).

○ — вакуум; ● — аргон; △ — гелий.

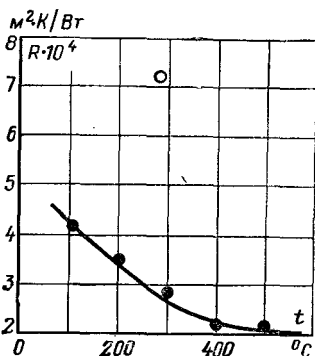


Рис. 4-21. Зависимость $R=R(t)$ (в контакте покрытие — алунд с материалом ТЭС-1).

● — гелий; ○ — вакуум.

гона, гелия и в вакууме. Резкая зависимость теплового сопротивления от среды показывает на неудовлетворительную адгезию ВК-2, что подтвердилось при разборке рабочего участка. Из-за неудовлетворительной структуры ВК-2 плохо наносится на контактирующие пластины и неравномерно заполняет пространство между микронеровностями контактирующих поверхностей. После полимеризации материал ВК-2 становится хрупким и в нужном диапазоне температур не обладает необходимой эластичностью.

Как показали вышеприведенные результаты экспериментов, удовлетворительные значения величины термического сопротивления получаются при использовании плазменнонапыленного алунда с прослойкой герметика. Однако одним из существенных недостатков покрытия из Al_2O_3 является то обстоятельство, что в условиях

влажности резко снижаются его диэлектрические свойства. Этот недостаток объясняется тем, что в силу большой пористости алунд гигроскопичен. Для устранения этого недостатка покрытие из окиси алюминия необходимо пропитать влагостойким составом, способным не изменять свои свойства в условиях работы теплоконтактного перехода. Такими свойствами обладают кремнийорганические лаки.

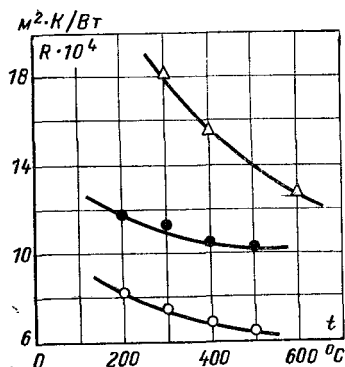


Рис. 4-22. Зависимость $R=R(t)$ (в контакте покрытие — алунд с материалом ВК-2).

△ — вакуум; ● — воздух; ○ — гель.

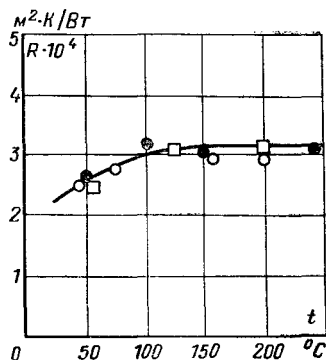


Рис. 4-23. Зависимость $R=R(t)$ (в контакте покрытие — алунд, кремнеорганический лак и герметик У-1-18).

● — вакуум; □ — аргон; ○ — воздух.

Для проверки качества таких покрытий была проведена серия экспериментов по исследованию термического сопротивления электроизоляционных теплоконтактных переходов на основе плазменнонапыленного алунда, пропитанного кремнийорганическим лаком.

На рис. 4-23 представлены результаты экспериментального исследования термического сопротивления такого перехода. Эксперименты проводились в среде воздуха, аргона и вакуума. Как видно из рисунка, термическое сопротивление слабо зависит от среды, что говорит о хорошей адгезии кремнийорганического лака и герметика к металлу и поверхности окиси алюминия. Покрытие из плазменнонапыленной окиси алюминия обладает высокими механическими свойствами и высокой температуростойкостью. Пористая структура алунда обеспе-

чивает надежное сцепление с полимерными материалами и в их присутствии обеспечивает высокие электроизоляционные качества. Электроизоляционный слой, состоящий из окиси алюминия, пропитанной кремнийорганическим лаком, становится работоспособным в условиях высокой влажности.

Для выяснения зависимости величины термического сопротивления перехода от толщины покрытия из Al_2O_3 были проведены специальные эксперименты, результаты

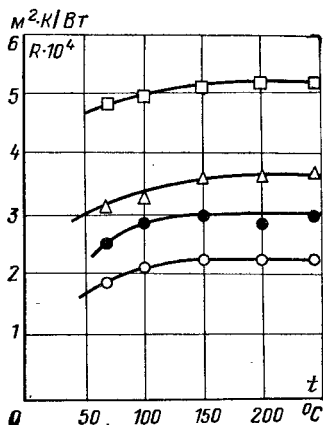


Рис. 4-24. Зависимость $R=R(t)$ (в контакте покрытие — алунд, кремнеорганический лак и герметик У-1-18).

○ — толщина покрытия $\delta=150$ мкм;
● — $\delta=200$ мкм; △ — $\delta=250$ мкм;
□ — $\delta=400$ мкм.

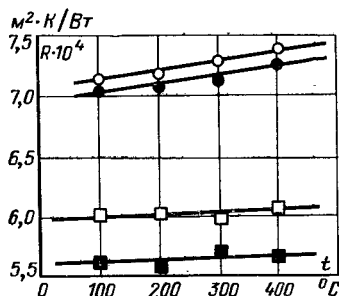


Рис. 4-25. Зависимость $R=R(t)$ (в контакте покрытие — алунд, органосиликатный материал ЭНБ-32 и герметик У-1-18).

○ — $\delta=200$ мкм, вакуум; ● — $\delta=150$ мкм, воздух; □ — $\delta=200$ мкм, воздух; ■ — $\delta=150$ мкм, воздух.

которых представлены на рис. 4-24. Как видно из графика, толщина покрытия существенно влияет на величину термического сопротивления перехода.

Недостатком кремнийорганического лака является относительно низкая температуростойкость (до 300°C). С целью увеличения уровня температуры вместо кремнийорганического лака можно использовать органосиликатный материал ЭНБ-32. Опыты показали (рис. 4-25), что тепловое сопротивление такого перехода мало зависит от температуры, но значительно зависит от среды, что указывает на плохую адгезию этого материала,

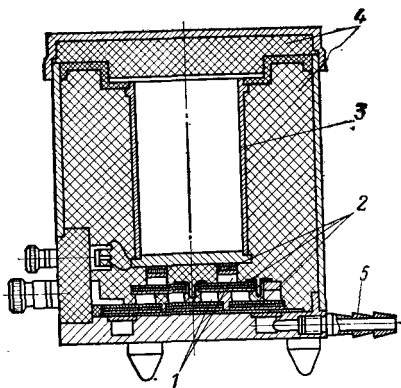
следствием чего является высокое значение величины термического сопротивления перехода.

Вышеприведенные экспериментальные данные показали, что наиболее эффективными для использования в термоэлектрогенераторах являются комбинированные электроизоляционные теплоконтактные переходы.

Наряду с развитием термоэлектрических преобразователей энергии в настоящее время большой интерес проявляется к термоэлектрическим охлаждающим уст-

Рис. 4-26. Конструктивная схема холодильника для лабораторных целей.

1 — двухкаскадная термоэлектрическая батарея; 2 — электроизоляционные керамические теплопереходы; 3 — рабочий объем; 4 — тепловая изоляция; 5 — контур отвода тепла



ройствам [Л.95]. Если несколько лет назад термоэлектрические охлаждающие приборы являлись лишь наглядной иллюстрацией нового метода получения холода, то в настоящее время многочисленные организации в стране и за рубежом занимаются разработкой и промышленным выпуском разнообразных термоэлектрических охлаждающих устройств. Сюда относятся термоэлектрические промышленные и бытовые холодильники (рис. 4-26), кондиционеры, высоковакуумные ловушки (рис. 4-27), микротермостаты для охлаждения фотосопротивлений (рис. 4-28), различные термоэлектрические охлаждающие приборы для медицины, радиоэлектроники и пр.

Термоэлектрические охлаждающие устройства работают на принципе эффекта Пельтье, заключающемся в том, что при протекании сквозь электрическую цепь, составленную из разнородных проводников, постоянного тока определенного направления в месте соединения проводников поглощается некоторое количество тепла, соответственно охлаждая это место. Создание в настоя-

щее время высокоэффективных полупроводниковых веществ, а именно интерметаллических сплавов на основе теллурида висмута и некоторых его твердых растворов, позволило приступить к технической реализации термоэлектрических охлаждающих устройств.

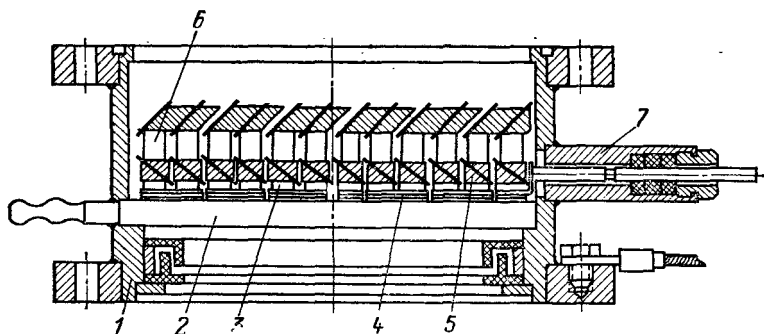


Рис. 4-27. Разрез ловушки ТВЛ-5с-4 для насоса Н-5с.

1 — стальной корпус; 2 — стальной вкладыш с двумя каналами для прохождения воды; 3 — термоэлементы первого каскада; 4 — электроизоляционные теплопереходы; 5 — коллекторы холодных спаев с поверхностями конденсации; 6 — термоэлементы второго каскада; 7 — вакуумноплотный ввод для электропитания термоэлектробатареи.

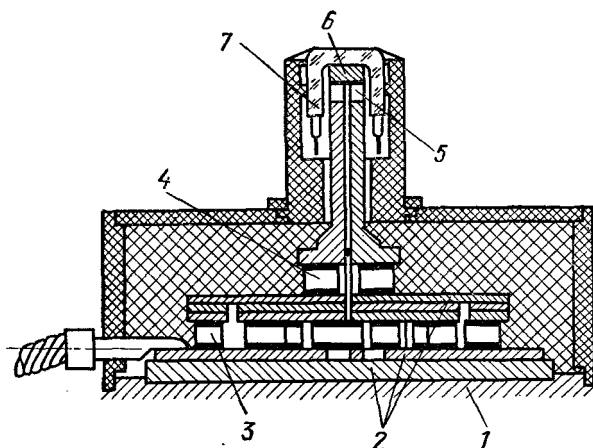


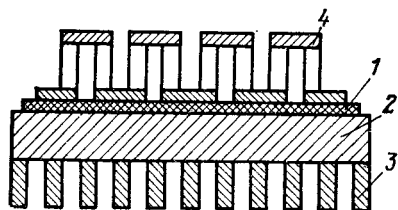
Рис. 4-28. Разрез трехкаскадного охладителя для фотосопротивлений.

1 — теплоотводящее основание; 2 — теплопереходы; 3 — первый каскад термоэлектробатареи; 4 — второй каскад; 5 — третий каскад; 6 — микротермистор; 7 — вакуумная колба с фотосопротивлением.

При всем разнообразии их конструкций и назначений термоэлектрических охлаждающих приборов для нормальной их работы необходимо осуществить наиболее эффективное тепловое сопряжение термобатареи с подлежащим охлаждению объемом или поверхностью, с од-

Рис. 4-29. Схема теплового сопряжения термобатареи с радиаторной плитой.

1 — пленка окиси алюминия; 2 — алюминиевая плита; 3 — радиатор; 4 — термобатарея.



ной стороны, и системой теплоотвода, с другой. Как и в термоэлектрических преобразователях энергии, место теплового сопряжения должно обладать малым тепловым сопротивлением и хорошими диэлектрическими свойствами, но при более низких значениях температуры.

Электроизоляционные теплоконтактные переходы в виде слюдяной прокладки, применяемые в первых образцах термоэлектрических охлаждающих устройств, создавали паразитный перепад температуры в $10\text{--}12^\circ\text{C}$ при плотностях тепловых потоков в 1 Вт/см^2 [Л. 95]. Так как этот переход при большом тепловом сопротивлении к тому же не обладал необходимой механической прочностью, в дальнейшем стали использовать пластинки алюминия, на которые электрохимическим путем наносился тонкий слой окиси алюминия. Такие пластинки приклеивались в местах сопряжения с помощью эпоксидного компаунда. На рис. 4-29 представлена схема такого узла. Благодаря эпоксидным компаундам такая система сопряжения обладала достаточной механической прочностью, однако паразитный перепад составлял величину порядка 5°C при плотности потока 1 Вт/см^2 , что соответствует тепловому сопротивлению $5 \cdot 10^{-4}\text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$ [как было отмечено, в термоэлектрогенераторах применяются электроизоляционные теплоконтактные переходы с тепловым сопротивлением около $(1 \div 1,5) 10^{-4}\text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$]. В дальнейшем применялся более совершенный переход, состоящий из медной пластины, на которую через тонкую кабельную бумагу наклеивалась эпоксидным

компаундом свинцовая пластина. Припайка к теплопереходу ветвей термоэлемента осуществлялась со стороны свинца, который в данном случае являлся одновременно и демпферным слоем, принимающим на себя механическое напряжение, возникающее в термоэлементе.

А. Г. Щербиной была предложена принципиально новая конструкция электроизоляционного гофрированного теплоконтактного перехода, схема которого представлена на рис. 4-30. Этот переход состоял из двух мед-

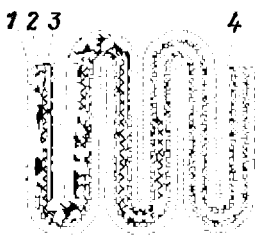


Рис. 4-30. Схема устройства гофрированного перехода.

ных полосок 1 и 4 толщиной 0,1 мм с бумажной прокладкой 3 между ними толщиной 50—80 мкм. На специальном станке пакет формовался в «гармошку» и пропитывался термореактивным эпоксидным компаундом 2. Сверху и снизу к гофрам припайвались медные прокладки, разгружающие тонкую медь гофр от тока, питающего термобатарею. Вместо гигроскопической бумаги, которая не может работать во влажной среде (например в кондиционерах), применялся ленточ-

ный фторопласт. Такой электроизоляционный теплоконтактный переход имеет тепловое сопротивление около $(1,7 \div 2) 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$, что является вполне приемлемой величиной. Существенными недостатками такого перехода являются его большая высота (около 5 мм) и тепловые деформации, что ограничивает его применение в ряде термоэлектрических устройств.

Как и для использования в термоэлектрогенераторах, наилучшими можно считать электроизоляционные переходы, изготовленные на основе окиси алюминия. Припаянные и напыленные алундовые изоляторы создают теплопереходы, обладающие минимальными тепловыми сопротивлениями порядка $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$. На рис. 4-31 приведены снятые экспериментально [Л. 95] зависимости паразитного перепада температур на различных типах теплопереходов термоэлектрических охлаждающих устройств от плотности теплового потока.

Весьма перспективными являются безызоляционные конструкции термоэлектрических охлаждающих уст-

ройств, в которых за счет последовательного соединения элементов p - и n -типов через горячие и холодные теплопроводы отпадает необходимость в электроизоляционных теплоконтактных переходах вообще.

Термоэлектрические элементы припаиваются непосредственно к теплопроводам, создавая тепловые сопротивления контактов на порядок меньше вышеописанных.

На этом принципе спроектирован термоэлектрический кондиционер [Л. 96], схема которого представлена на рис. 4-32. Кондиционер выполнен с корпусом в виде полого секционного, составленного из набора термоэлектрических пакетов, цилиндра, внутренний диаметр которого равен диаметру входного отверстия вентилятора. При этом элементы термоэлектрического пакета выполнены с отверстиями, через которые пропущена шпилька, скрепляющая и центрирующая эти элементы, а токосъемники и водяные теплопроводы размещены в верхнем и нижнем фланцах пакета. Элемент 1 термоэлектрического пакета кондиционера крепится на раме 2. Охлаждаемый воздух всасывается в кондиционер с помощью вентилятора 3, работающего от электродвигателя 4. Пакеты в кондиционере установлены таким образом, что они образуют стенки полого цилиндра. К раме прикреплен конфузор, внутреннее отверстие которого совпадает с осью цилиндра и с входным отверстием турбины вентилятора. Воздух под действием разряжения, создаваемого вентилятором во внутренней полости цилиндра, просасывается через воздушные теплопроводы пакетов, охлаждается и, пройдя турбину вентилятора, поступает в помещение.

Элемент термоэлектрического пакета кондиционера (рис. 4-33) состоит из токосъемника 1, стяжной шпильки 2, изоляционной шайбы 3, зачехленного термоэлемента n -проводимости 4, зачехленного термоэлемента p -проводимости 5, водяного теплопровода 6 и изоляционного узла 7. В пакете термоэлементы и токосъемники скоммутированы в единую электрическую цепь, в которой с целью защиты коммутационного перехода между термоэлементом и теплопроводом все детали стянуты шпилькой. Проточные части теплопровода соединены в пакете последовательно через электроизоляционные узлы, которые не препятствуют протеканию через них охлаждающей воды и в то же время электрически изолируют теплопроводы друг от друга. Для передачи элект-

рического тока через теплопровод в его конструкции предусмотрено токопроводящее кольцо. Электрический ток подводят к токосъемникам, которые при этом являются элементами, стягивающими все детали пакета. Кондиционируемый воздух просасывается через воздушные теплопроводы сотового типа, в которых с целью получения компактной конструкции пакета имеется вырез для

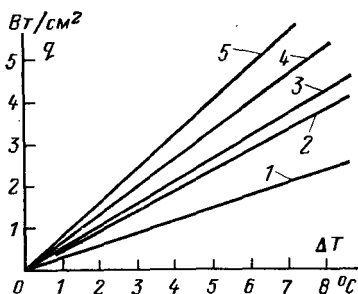


Рис. 4-31. Зависимость паразитного перепада температур от величины плотности теплового потока для различных теплопереходов.

1 — оксидированная склейка; 2 — склейка через бумагу; 3 — гофра (фторопласт); 4 — гофра (бумага); 5 — керамический переход.

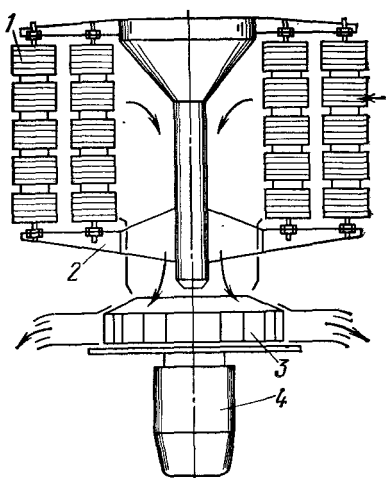


Рис. 4-32. Принципиальная схема термоэлектрического кондиционера.

целью получения компактной конструкции пакета имеется вырез для

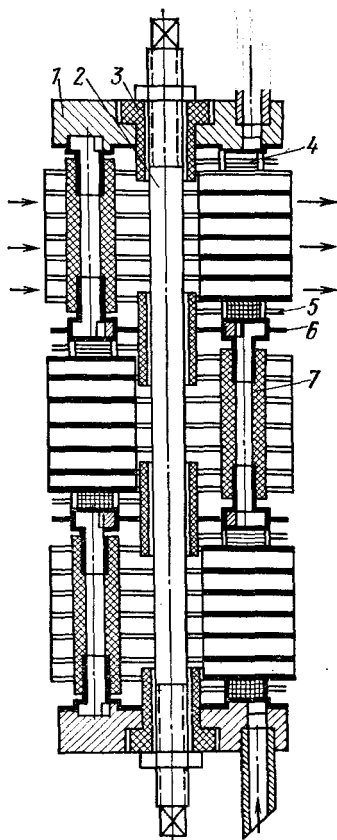


Рис. 4-33. Элемент термоэлектрического кондиционера.

размещения электроизоляционного узла. Опыт эксплуатации термоэлектрического кондиционера безызоляционной конструкции показал его эффективность и надежность в работе.

Наряду с термоэлектрическими преобразователями энергии ведутся исследовательские работы по созданию термоэмиссионных генераторов, работающих на ядерном топливе. Используются различные схемы термоэмиссионных преобразователей энергии. Обычно реакторы-преобразователи имеют термоэмиссионные элементы цилиндрической геометрии и в реальных конструкциях, как правило, имеются теплоконтактные переходы различных деталей по цилиндрическим поверхностям, через которые в радиальном направлении протекает тепловой поток. Такая картина получается при передаче тепла от тепловыделяющего сердечника к катодной оболочке и между различными элементами анодного пакета, причем перепад температур в этом случае достигает десятков и даже сотен градусов. Так как электрогенерирующие элементы термоэмиссионных преобразователей собираются обычно при комнатной температуре, а работают при температурах порядка $1000\text{--}1500^\circ\text{C}$, их контактные сопротивления существенно зависят от величин начальных зазоров (натягов) и тепловых деформаций контактирующих элементов.

При высоких рабочих температурах и длительных ресурсах деформации ползучести в отдельных случаях могут привести к уменьшению усилий в контактах и увеличению термического сопротивления. В установках, работающих в режиме многократных пусков, различия в остаточных деформациях могут вызвать расслоение системы, что приведет к появлению дополнительных термических сопротивлений. Для обеспечения минимального термического сопротивления, его стабильности в процессе работы и предотвращения расслоения цилиндрических элементов при термокачках необходимо надлежащим образом выбирать материал слоев, их толщины, качество обработки контактирующих поверхностей, а также величину предварительных зазоров (натягов) между ними.

Таким образом, термическое сопротивление контактов в термоэмиссионных преобразователях энергии влияет не только на выходные характеристики, а также на ресурс и надежность работы.

В качестве примера можно привести результаты испытаний шести элементов термоэмиссионной сборки ЭС-6-3 [Л. 97] с герметичными эмиттерными узлами электрогенерирующих элементов. Для уменьшения вероятности разгерметизации межэлектродного зазора в конструкцию сборки была введена охранный вакуумная полость с расположенной в ней системой теплосбора.

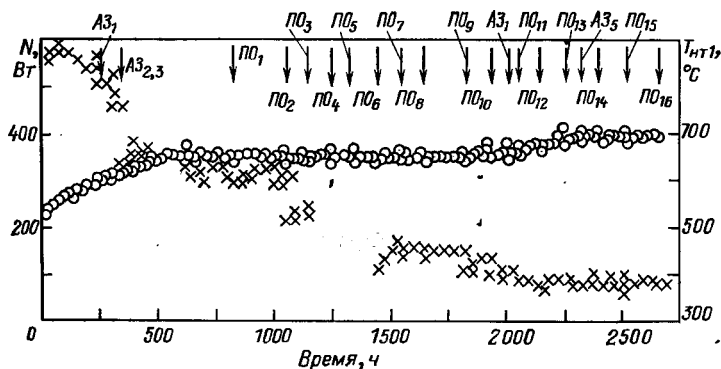


Рис. 4-34. Результаты испытаний сборки ЭС-6-3.

X — изменение электрической мощности; O — изменение температуры несущей трубки.

Ресурсные испытания проводились на универсальной петлевой установке водоводяного реактора. Установка работала в течение 2670 ч, причем в процессе испытаний наблюдалось дискретное снижение электрической мощности, особенно после различного рода остановок. Основной причиной снижения характеристик авторы считают значительное увеличение температуры коллектора выше оптимальной. Температура коллектора в процессе испытаний не измерялась, а определялась как

$$T_c = T_{н.т} + \Delta T,$$

где ΔT — температурный перепад на коллекторном пакете, зависящий от проходящего через него теплового потока; $T_{н.т}$ — температура несущей трубки.

На рис. 4-34 приведены экспериментальные данные, по которым видно изменение в процессе испытаний полной мощности сборки и температуры несущей трубки. Там же стрелками указано время плавных ПО и резких АЗ снижений мощности реактора.

Авторы считают, что увеличение ΔT связано с ростом термического сопротивления многослойного коллекторного пакета. Увеличение сопротивления может быть связано с пластическими деформациями материалов пакета и последующим расслоением при изменении температурных режимов во время остановок реактора.

При испытании другой термоэмиссионной установки [Л. 98] в течение 1700 ч наблюдались те же явления и выходная мощность снизилась в 3 раза.

Дополнительной причиной снижения выходных характеристик термоэмиссионной сборки является увеличение в процессе испытаний тепловых потерь с эмиттера. Это можно объяснить, в частности, увеличением поверхности контакта при вдавливании дистанционаторов в материал электродов.

Таким образом, очевидно, что при разработке термоэмиссионных преобразователей энергии необходимо проводить тщательный расчет термического сопротивления контакта на его цилиндрических поверхностях.

Расчетно-теоретический анализ тепломеханической задачи контактирования цилиндрических поверхностей может быть основан на экспериментальных данных по зависимости контактных тепловых сопротивлений высокотемпературных материалов плоской конструкции от температуры и давления [Л. 99]. Рассматривается прохождение теплового потока заданной величины через зону контакта цилиндрических поверхностей. При этом происходит саморегулирование посадки, обусловленное, с одной стороны, уменьшением зазора и увеличением натяга при возрастании разности температур в контакте, с другой — резким уменьшением контактного термического сопротивления при возрастании давления на контактирующих поверхностях. Авторы показали, что зависимость зазора или натяга δ от разности температур контактирующих поверхностей Δt_k имеет линейный характер и может быть описана следующим выражением:

$$\delta = -\delta_0 + d_{\text{пос}} \left\{ \left[t_{w1} - \frac{g^* (d_{\text{пос}} - d_1)}{2\lambda_1 \pi (d_{\text{пос}} + d_1)} \right] (\alpha_1 - \alpha_2) + \right. \\ \left. + \alpha_2 \frac{g^* (d_2 - d_{\text{пос}})}{2\lambda_2 \pi (d_2 + d_{\text{пос}})} + \alpha_2 \Delta t_k \right\},$$

где d_1 , d_2 , $d_{\text{пос}}$ — диаметры внутреннего 1, наружного 2 цилиндров и посадочный диаметр (рис. 4-35); δ_0 — ве-

личина зазора или натяга при температуре 0°C ; α_1, α_2 — коэффициенты линейного расширения; λ_1, λ_2 — коэффициенты теплопроводности; g^* — тепловой поток на длине 1 м; t_{w1} — температура внутренней поверхности внутреннего цилиндра.

На рис. 4-36 приведен характер зависимостей $\delta = f(\Delta t_k)$ (прямые А). Положение этих прямых на гра-

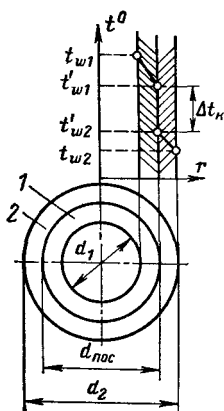


Рис. 4-35. Схема цилиндрической контактной пары.

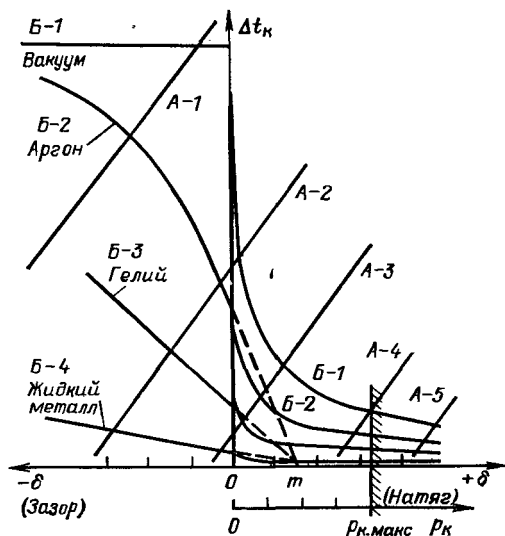


Рис. 4-36. Изменение зазора при различных режимах работы контактной пары.

фике может меняться в широких пределах в зависимости от материалов с различными α и первоначальной посадки δ_0 .

Далее находится зависимость падения температуры в зоне контакта Δt_k , определяемая величиной термического сопротивления зазора или контакта в зависимости от δ (кривые Б).

При наличии зазора ($-\delta$) термическое сопротивление контакта определяется теплопроводностью среды, заполняющей межконтактное пространство и излучением:

$$\Delta t_k = \frac{g^*}{\pi d_{\text{кон}} \lambda} \delta,$$

Кривые B , приведенные схематично на рис. 4-36 для сред с различной теплопроводностью, имеют общую точку m , положение которой зависит от толщины эквивалентного зазора межконтактного пространства. При увеличении зазора возрастает роль излучения и зависимости $\Delta t_k = f(\delta)$ отклоняются от линейных, асимптотически приближаясь к постоянной величине Δt_k в вакууме. Участки кривых B в области натяга $(+\delta)$ строятся по экспериментальным данным зависимости контактного термического сопротивления от нагрузки, полученным для плоского контакта. С целью перестроения кривых B в координаты $(\Delta t_k, \delta)$ используются зависимость

$$\Delta t_k = \frac{g^*}{\pi d_{\text{пос}}} R_k$$

и связь контактного давления p_k с величиной натяга δ на основе теории упругости

$$R_k = \frac{\delta/d_{\text{пос}}}{\frac{1}{E_1} \left[\frac{1 + \left(\frac{d_1}{d_{\text{пос}}}\right)^2}{1 - \left(\frac{d_2}{d_{\text{пос}}}\right)^2} - \mu_1 \right] + \frac{1}{E_2} \left[\frac{1 + \left(\frac{d_{\text{пос}}}{d_1}\right)^2}{1 - \left(\frac{d_{\text{пос}}}{d_2}\right)^2} + \mu_1 \right]},$$

где E_1, E_2 — модули упругости; μ_1, μ_2 — коэффициенты Пуассона.

Предложенная в [Л. 99] методика анализа условий контактирования цилиндрических поверхностей позволяет определить давление и термическое сопротивление контакта цилиндрических поверхностей в термоэмиссионных преобразователях энергии.

Кроме изложенного авторы [Л. 99] считают нужным при рассмотрении работы электрогенерирующего элемента преобразователя учитывать влияние ядерного излучения на величину термического сопротивления контакта. Воздействие нейтронов и осколков деления на материалы вызывает изменение физико-механических свойств контакта, набухание материала, уменьшение коэффициента теплопроводности, а также изменение диффузионных характеристик и порога ползучести. В меньшей степени радиационные воздействия будут проявляться в элементах анодного пакета. Здесь имеет место только воздействие нейтронов. При выгорании более 1% делящееся вещество катодного узла претерпе-

вадет заметное изменение размеров, которое необходимо учитывать при расчете термического сопротивления контакта. Значительно большую опасность представляет случай, когда температура внутри тепловыделяющего элемента достигает температуры плавления сердечника, что может привести к значительному радиационному набуханию и разрушению катода.

4-3. КОНТАКТНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В КРИОГЕННОЙ ТЕХНИКЕ

В последнее время широким фронтом развивается техника низких температур, благодаря ее вторжению в самые различные отрасли науки и техники. В связи с этим стало необходимым создание надежной теплоизоляции, защищающей холодную аппаратуру от притока тепла из окружающей среды. Для удовлетворения этих требований как в нашей стране, так и за рубежом разработано большое количество новых эффективных видов теплоизоляции с использованием вакуума, которые позволили в несколько раз снизить потери жидкого газа от испарения при хранении и транспортировке.

Сосуд с вакуумной изоляцией был разработан еще в 1887 г. д'Арсонвалем. Между двумя стенками сосуда был откачен воздух, что практически исключает перенос тепла теплопроводностью и тепло передается лишь излучением. Дж. Дюар в 1893 г. существенно усовершенствовал сосуды с вакуумной изоляцией, введя серебряные его стеклянные стенки, что значительно снизило потери холода за счет излучения. «Сосуды Дюара» нашли широкое применение и широко используются как в быту, так и в различных областях техники до настоящего времени.

При использовании сосудов Дюара в технике в качестве резервуара для хранения и транспортировки больших количеств сжиженных газов крепление внутреннего сосуда осуществляется с помощью специальных опор и подвесок, воспринимающих вес сосуда с жидкостью, а также его горизонтальные и вертикальные перегрузки при транспортировке. В настоящее время в связи с усовершенствованием вакуумной изоляции доля притока тепла по «тепловым мостам» в транспортных резервуарах достигает 70% [Л. 100].

Применительно к низкотемпературной технике в последние годы был разработан ряд высокоэффективных

теплоизоляционных систем «суперизоляции», однако все они имели чрезвычайно низкие прочностные характеристики, причем при сравнительно небольших сжимающих нагрузках термическое сопротивление необратимо снижалось в сто и более раз, поэтому такие материалы не могли быть использованы для опор в сосудах криогенной техники.

В поисках конструкций тепловых мостов путь к решению проблемы открывает явление контактного термического сопротивления. Если раньше для уменьшения теплового потока опоры, как правило, выполнялись из неметаллических материалов (текстолита, стекловолокнистых пластин и пр.), то дальнейшее их усовершенствование достигнуто за счет увеличения теплового сопротивления контактов. Многократные последовательно расположенные контакты могут создать большое тепловое сопротивление, что дало основание предложить в качестве опор стопки пластин, выполненных из нержавеющей стали.

Майксвеллом и Скоттом [Л.102] был исследован перенос тепла через такие стопки пластин. Согласно опытным данным кажущийся коэффициент теплопроводности стопки пластин из стали X18H10T толщиной 0,1 мм в 30 раз меньше теплопроводности сплошного металла. Однако опыты показали, что по мере снижения толщины пластины термическое сопротивление контакта снижается за счет повышения степени чистоты поверхности при изготовлении листового материала. Тепловое сопротивление может быть дополнительно повышено в несколько раз путем покрытия поверхности пластин слоем порошкообразного материала, например двуокиси марганца. Дальнейшее увеличение теплового сопротивления опор может быть достигнуто применением стопок пластин из полимерных материалов.

Однако при использовании полимерных материалов термическое сопротивление контакта составляет небольшую долю от всего термического сопротивления стопки. При толщине листа 1 мм контактное термическое сопротивление составляет 15—30% общего термического сопротивления. Это объясняется малой твердостью неметаллических материалов. Поэтому применение стопок чистых пластин из слоистых пластиков в качестве изолирующих опор резервуаров сжиженных газов признано малоэффективным.

Экспериментальными исследованиями установлено, что при удельных нагрузках около $200 \cdot 10^5$ Па наиболее эффективны в качестве изолирующих и поддерживающих опор резервуаров пластинчатые опоры из слоистых пластиков типа СВМ на основе эпоксидных смол с прокладками в виде сеток, уменьшающими фактическую площадь контакта.

Для расчета термического сопротивления прокладки в виде плоской сетки Р. И. Жуковой предложена зависимость

$$R_{\text{Iк.г}} = \frac{2\delta}{\lambda} \frac{t}{h} + \frac{2t}{\lambda} \left(\frac{t}{\pi h} \right)^3 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2 \left(\frac{h}{t} \pi n \right)}{n^3} \operatorname{th} \left(\frac{\delta}{t} 2\pi n \right), \quad (4-9)$$

где δ , h , t — соответственно толщина, ширина и длина полоски сетки с контактными пятнами на одной стороне.

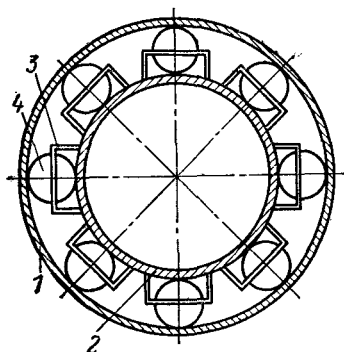


Рис. 4-37. Схема опоры трубопровода для сжиженного газа.

1 — кожух; 2 — внутренняя труба; 3 — фиксатор шарика; 4 — керамический шарик.

Расчеты показали, что термическое сопротивление контакта, обусловленное шероховатостью поверхности, неизмеримо мало по сравнению с контактным термическим сопротивлением за счет стягивания линий тока в контактное пятно, образованное при контактировании цилиндрических поверхностей скрещенных полосок сетки, это сопротивление вычисляется по формуле (4-9). Поэтому последняя рекомендована для расчета полного термического сопротивления прокладки в виде сеток.

При малых нагрузках до $30 \cdot 10^5$ Па считаются более рациональными опоры в виде стопки, формованной многослойной изоляции, которая представляет собой стопку чередующихся экранов из алюминиевой фольги и прокладок из стеклотумаги.

На рис. 4-37 представлена более совершенная конструкция опоры, предназначенная для трубопровода со

сжиженным газом. В этом случае увеличение термического сопротивления контакта достигается за счет точечного контактирования.

М. Г. Каганером [Л. 100] показано, что тепловое сопротивление шара с двумя контактными пятнами может быть с удовлетворительной точностью вычислено по обычной зависимости сопротивления полуограниченного тела

$$R_k = \frac{1}{2a\lambda},$$

причем радиус контактного пятна может быть определен по формулам Герца и, в частности, при контактировании шара с плоскостью равен:

$$a = \sqrt{\frac{3}{4} \left(\frac{1 - \mu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \mu_2^2}{E_2} \right) pd}.$$

Другой разновидностью тепловых мостов в сосудах для сжиженных газов являются подвески, крепящие внутреннюю оболочку относительно наружной и трубопроводы, сообщающие аппаратуру с окружающей средой. Обычно подвески выполняются в виде стержней, тросов или цепей, крепятся через шарниры и работают на растяжение.

На рис. 4-38 показана конструкция транспортного резервуара [Л. 100] емкостью 1,1 м³. Внутренний сосуд 1, выполненный из нержавеющей стали, опирается на четыре текстолитовые подушки, к которым он притягивается с помощью четырех вертикальных цепей 7. С вертикальными стаканами кожуха сосуд связывают четыре продольные цепи, служащие для восприятия продольных инерционных усилий. Пространство между кожухом и сосудом засыпается изоляционным порошком и вакуумируется.

Основными путями увеличения теплового сопротивления подвесок являются применение материалов с меньшим коэффициентом теплопроводности, уменьшение площади поперечного сечения и увеличение длины.

В случае использования подвесок в виде цепей для вычисления теплового потока необходимо знать тепловое сопротивление контакта между звеньями цепи. С этой целью Р. И. Жуковой и М. Г. Каганером было проведено экспериментальное исследование терми-

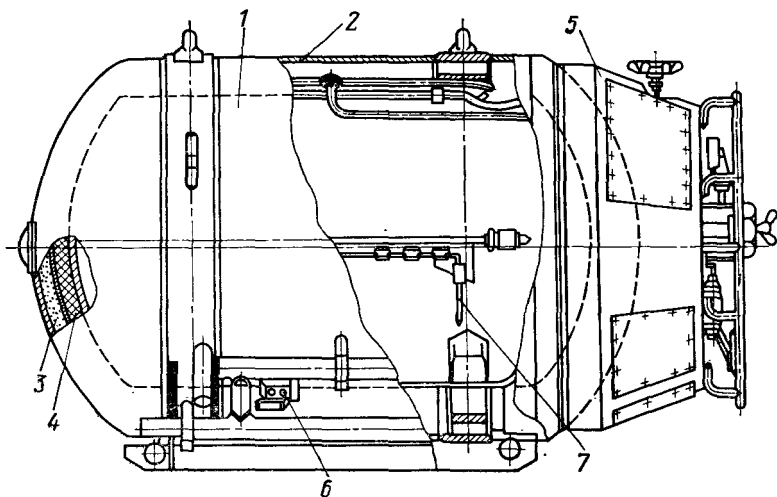


Рис. 4-38. Транспортный резервуар жидкого кислорода с вакуумно-порошковой изоляцией.

1 — внутренний сосуд; 2 — кожух; 3 — изоляция; 4 — адсорбционная камера; 5 — крышка; 6 — вентиль для откачки; 7 — цепь.

ческого сопротивления контакта между звеньями цепной подвески в вакууме. Исследовались звенья цепи из стали 1X18H9T и латуни Л-62, а также скрещенные цилиндры.

На рис. 4-39 представлена схема экспериментальной установки. Термическое сопротивление контакта между звеньями цепей определялось при стационарном тепловом режиме путем измерения количества испарившегося жидкого кислорода из внутреннего сосуда 1 и разности температуры между теплым и холодным концами цепи 3. Внутренний сосуд был окружен охранной камерой 2 с жидким кислородом и охранным кольцом 5, что предотвращало побочный приток тепла. Защита цепи от лучистого потока осуществлялась с помощью съемного экрана 4, выполненного из стали 1X18H9T. В установке поддерживался вакуум порядка 0,01 Па. С помощью нагрузочного устройства создавалось растяжение цепи до величины порядка 800 Н.

На рис. 4-40 показаны испытанные образцы. В первое и последнее звенья цепи, а также в элементы контактирования при исследовании скрещенных стерж-

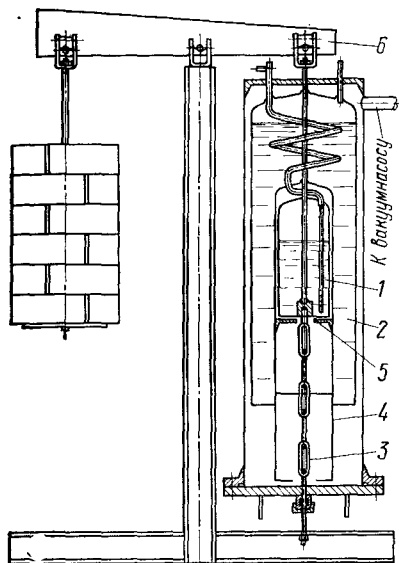


Рис. 4-39. Схема установки для измерения термического сопротивления контактов между звеньями цепей в вакууме.

1 — внутренний сосуд; 2 — охранный экран; 3 — испытываемая цепь; 4 — съемный экран; 5 — охранный экран; 6 — рычаг с грузом.

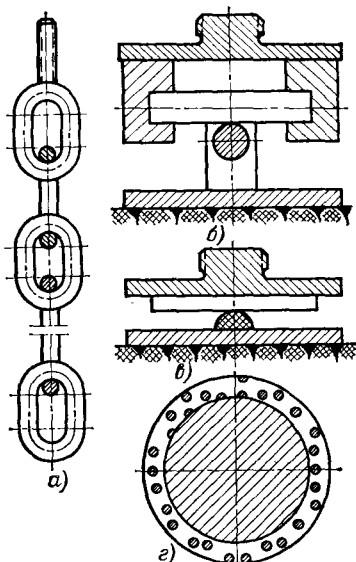


Рис. 4-40. Образцы для исследования термического сопротивления в контактах между скрещенными стержнями.

а — цепь; б — цилиндры из стали X18H9T; в — неметаллические полуцилиндры; г — пятно касания.

Характеристика испытанных цепей

Таблица 4-3

№ цепи	Материал	Диаметр прутка, мм	Длина прутка, мм	Число звеньев	Число контактов	Термическое сопротивление материала цепи R_m , К/Вт
1	Сталь X18H9T	3	202	23	22,5	2470
2	Сталь X18H9T	5	206	15	14,5	923
3	Сталь X18H9T	8	148	2	2	147
4	Сталь X18H9T	8	186	5	5	230
5	Сталь X18H9T	8	184	9	9	306
6	Сталь X18H9T	12	190	3	3	99
7	Сталь X21Г7АН5	10	172	4	3,5	145
8	Латунь Л-62	3	200	4	3,5	258
9	Латунь Л-62	7,2	200	8	7,5	70

ней были вделаны термопары, с помощью которых измерялся перепад температуры в контакте.

Характеристики цепей, а также опытные данные по их термическому сопротивлению представлены в табл. 4-3—4-8.

Кроме экспериментальных исследований Р. И. Жуковой и М. Г. Каганером сделана попытка получить рас-

Таблица 4-4

Термическое сопротивление в вакууме металлических цепных подвесок

№ цепи	Удельное усилие растяжения $R_{уд} \cdot 10^{-5}$, Па	Термическое со- противление цепи $R_{ц}$, К/Вт	Примечание	№ цепи	Удельное усилие растяжения $R_{уд} \cdot 10^{-5}$, Па	Термическое со- противление цепи $R_{ц}$, К/Вт	Примечание	
1	400	3060	Разгрузка	6	9,0	400	Нагружение	
	200	3320			23	303		
	113	3740			34	298		
	55	3900			47	270		
2	7,4	2580	Нагружение		16	391	Разгрузка	
	27	2220			9,0	552		
	67	1740						
3	2,1	685	Нагружение	7	5,0	720	Нагружение	
	17	411			13,3	604		
	33	313			33,1	460		
	49	252			50	375		
	65	252		8	Каса- ние	430	Нагружение	
	97	236			20	312		
	47	250	76		276			
	23	311	167		258			
	15	331	308		242			
4	31	670	Нагружение	9	3,8	284	Нагружение	
	55	472			19	192		
	98	360			34	158		
5	2,0	3790	Нагружение		53	146		Разгрузка
	30	1025						
	53	880			35	182		
	108	640						

Таблица 4-5

Характеристика скрещенных стержней из стали X18H9T

№ образца	Диаметр прутка, мм	Длина прутка, мм	Чистота боковой поверхности, V	Расстояние между рисками, мкм	№ образца	Диаметр прутка, мм	Длина прутка, мм	Чистота боковой поверхности, V	Расстояние между рисками, мкм
1	3	15	7	48	6	10	40	6	59
2	5	15	7	44	7	10	40	9-9	—
3	8	25	8	59	8	12	40	6-7	59
4	8	25	8	59	9	14	50	6	37
5	8	25	8-9	—	10	16	50	7-8	36

Таблица 4-6

Термическое сопротивление контакта между скрещенными стержнями из стали X18H9T

№ образца	Удельное усилие сжатия $P_{уд} \cdot 10^{-2}$, Па	Граничные температуры, К	Тепловой поток, Вт	Общее термическое сопротивление, К/Вт
1	258	249—108	1,13	126
	680	247—110	1,31	105
	1080	252—114	1,43	98
	1420	—	1,55	89
	1770	—	1,74	79
	1420	249—114	1,68	81
	1080	251—115	1,50	91
	258	—	1,14	95
2	330	242—159	1,51	67
	560	235—163	1,78	41
	814	234—165	2,50	28
	1150	—	3,00	22
	814	—	3,00	22
	560	—	2,80	25
	328	—	2,60	29
	—	—	—	—
3	40	247—123	2,0	62
	125	244—119	2,29	55
	265	248—119	2,48	52
	415	—	2,58	50
	645	247—118	2,70	48
	—	—	—	—
4	36	254—113	1,53	92
	124	242—111	1,86	71
	266	245—114	2,43	54
	410	—	2,60	50
	266	—	2,56	53
	124	—	1,90	69
	—	—	—	—

Продолжение табл. 4-6

№ образ-ца	Удельное усилие сжатия $p_{уд} \cdot 10^{-5}$, Па	Граничные температуры, К	Тепловой поток, Вт	Общее термическое сопротивление, К/Вт
5	50	265—108	1,50	105
	125	245—112	1,75	76
	267	—	2,20	62
	410	248—108	2,34	60
	267	265—111	2,30	67
	123	—	2,15	71
	50	260—110	1,88	80
6	60	240—102	1,61	86
	195	250—105	2,60	56
	367	252—104	3,26	45
	195	248—103	3,00	48
	65	248—103	2,56	57
	60	—	2,10	69
7	50	235—100	1,38	98
	195	—	2,60	54
	365	245—98	3,20	46
	195	255—113	2,70	53
	50	—	2,0	70
8	55	230—130	1,57	64
	133	236—135	2,04	50
	215	238—120	2,47	48
	278	240—106	2,71	50
9	20	235—105	2,30	57
	94	245—116	2,60	50
	120	—	2,82	46
	172	245—116	3,40	38
	120	249—113	3,60	38
	94	—	3,24	43
	20	—	2,72	50
10	35	250—126	2,08	60
	78	252—123	2,57	50
	123	—	2,90	44
	168	—	3,74	34
	123	247—120	3,85	33

Таблица 4-7

Характеристика скрещенных полуцилиндров

№ образца	Материал	Направленне плоскости волокон по отношению к усилению сжатия	Диаметр цилиндра, мм	Длина полуцилиндра, мм	Коэффициент теплопроводности вдоль или поперек волокон, Вт/(м·К)	Модуль упругости при нормальных условиях $E \cdot 10^{-5}$, Па
1	Стеклотекстолит КАСТ	Параллельное	20	22	0,25	3900
2	Плексиглас	—	20	20	0,20	—
3	Текстолит ПТК	Параллельное	20	25	0,24	1700
4	Стеклопластик АГ-4С	Перпендикулярное	15	23	0,41	4000

четную зависимость для определения термического сопротивления контакта между скрещенными стержнями и создать методику расчета полного термического сопротивления цепи [Л.103].

В случае больших удельных нагрузок на контакт, обычно имеющих место в подвесках, принята схема контактной поверхности в виде большого центрального пятна диаметром d_1 , и контактных пятен с малым диаметром d'_1 на периферии центрального пятна (рис. 4-40, з), обусловленных шероховатостью контактирующего материала. Для получения зависимости термического сопротивления контакта между скрещенными стержнями использована известная формула

$$R = \frac{1}{\lambda n d_1}.$$

Диаметр центрального пятна определяется по формуле Герца для случая касания двух скрещенных цилиндров при упругой деформации. В результате получена зависимость для определения величины термического сопротивления k последовательно включенных контактных пятен, которая имеет вид:

$$R_{1к} = \frac{1}{\lambda} \frac{k}{3d \sqrt{p/E}},$$

где d — диаметр прутка; p — удельная нагрузка, прихо-

Таблица 4-8

*Термическое сопротивление контакта между скрещенными
неметаллическими полуцилиндрами*

№ образ-ца	Удельное усилие сжатия $p_{уд} \cdot 10^{-5}$, Па	Граничные температуры, К	Тепловой поток, Вт	Общее термическое сопротивление $R_{общ} = R_{1к}$, К/Вт
1	10	92—291	0,29	603
	16	92—285	0,30	561
	24	92—291	0,35	503
	28		0,35	503
	16	92—275	0,32	498
2	16	93—283	0,31	562
	48	90—278	0,57	310
	73		0,64	284
	46		0,60	306
	16		0,48	366
3	10	—	0,44	430
	40	—	0,49	296
	69	102—286	0,53	370
	98	100—285	0,57	350
	69		0,53	360
	40		0,52	336
	10		0,49	384
4	5	97—275	0,14	965
	14	92—276	0,18	856
	48	92—283	0,22	740
	99		0,24	668
	50	92—285	0,25	555
	5	92—277	0,20	780

дящаяся на площадь поперечного сечения двух прутков;
 E — модуль упругости.

Значение величины термического сопротивления контакта, полученное по этой формуле, примерно в 2 раза ниже значений, вычисленных для случая касания абсолютно гладких цилиндров, когда имеется лишь одно центральное пятно касания, что объясняется влиянием пятен шероховатости.

Для расчета величины термического сопротивления контакта между звеньями цепей из стали 1X18H9T с диа-

метром прутка от 3 до 12 мм авторы рекомендуют эмпирическую зависимость

$$R_{1к} = \frac{20,8}{\lambda} \sqrt[3]{\frac{E}{\rho}}.$$

Для вычисления полного термического сопротивления цепи к контактному сопротивлению добавляется термическое сопротивление материала звеньев, которое можно определить по формуле

$$R_m = \frac{N}{\lambda} \left[\frac{2h}{\pi N d^2} + \frac{1}{d} + \frac{2A}{\pi d^2} \left(\frac{\pi}{2} - 1 \right) \right],$$

где N — число звеньев цепи; h — геометрическая длина цепи; A — ширина звена в свету.

Опыты показывают, что при больших удельных нагрузках на цепь порядка $300 \cdot 10^5$ Па термическое сопротивление контактов становится незначительным по сравнению с термическим сопротивлением материала, поэтому при таких и больших нагрузках подвески резервуаров рекомендуется выполнять в виде прямых стержней.

4-4. КОНТАКТНЫЕ ЗАДАЧИ В РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ

В настоящее время специалисты, занимающиеся проектированием радиоэлектронных аппаратов, все больше внимания обращают на их тепловые режимы. Интерес к этой задаче объясняется тем, что значительная часть различных форм энергии в радиоэлектронных аппаратах превращается в тепловую. Это приводит к повышению температуры деталей в аппарате. Известно, что надежность деталей падает с повышением их температуры. Увеличение температуры в радиоэлектронных аппаратах вызывает ухудшение изоляционных свойств отдельных материалов, изменение плотности и подвижности носителей тока в полупроводниках, снижение индуктивности насыщения в сердечниках, общее увеличение интенсивности старения материалов и т. д. Все эти факторы могут привести к искажению сигналов на выходе аппарата или даже к выходу аппарата из строя. Таким образом, нормальный тепловой режим радиоэлектронного аппарата является необходимым условием для его надежной работы.

С целью обеспечения нормального теплового режима работы радиоэлектронного устройства необходимо обес-

печить условия охлаждения его элементов, выбрать правильные габариты и оптимальным образом разместить его составные части.

Источники тепловой энергии (диоды, сопротивления, трансформаторы и т. п.) обычно располагаются на шас-

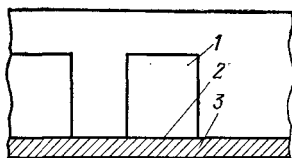


Рис. 4-41. Схематическое изображение детали на шасси.

1 — полупроводниковый прибор;
2 — контактный переход; 3 — шасси.

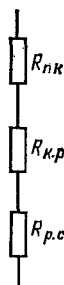


Рис. 4-42. Эквивалентная схема соединения сопротивлений.

си радиоэлектронного аппарата, являющемся теплоотводом (рис. 4-41).

Условно можно представить эквивалентную схему передачи тепла в системе полупроводниковый прибор — окружающая среда как три последовательно включенных сопротивления (рис. 4-42) [Л. 105]

$$R_{\text{общ}} = R_{пк} + R_{к.р} + R_{р.с},$$

где $R_{пк}$ — внутреннее термическое сопротивление « p - n -переход — корпус», которое можно принять постоянным; $R_{к.р}$ — термическое сопротивление контакта между корпусом полупроводникового прибора и радиатором; $R_{р.с}$ — термическое сопротивление между радиатором и средой, которое обуславливается теплом радиатора и условиями теплосъема.

Термическое сопротивление контакта в этом случае подчиняется всем закономерностям контактного теплообмена, однако особенность заключается в том, что его величина зависит в большой степени от усилия и равномерности затяжки винтов крепления при установке полупроводникового прибора на теплоотвод. Эти параметры от образца к образцу носят случайный характер.

На основании статистических опытных данных В. А. Стылбицом и Н. М. Холодовым (на примере мощ-

ного транзистора П-210) показано [Л. 106], что величина термического сопротивления контакта в местах сочленения транзистора с радиатором будет лежать в пределах $R_{к.р} \approx 0,3 \div 0,7$ К/Вт. В табл. 4-9 показаны значения перегрева корпуса полупроводникового прибора относи-

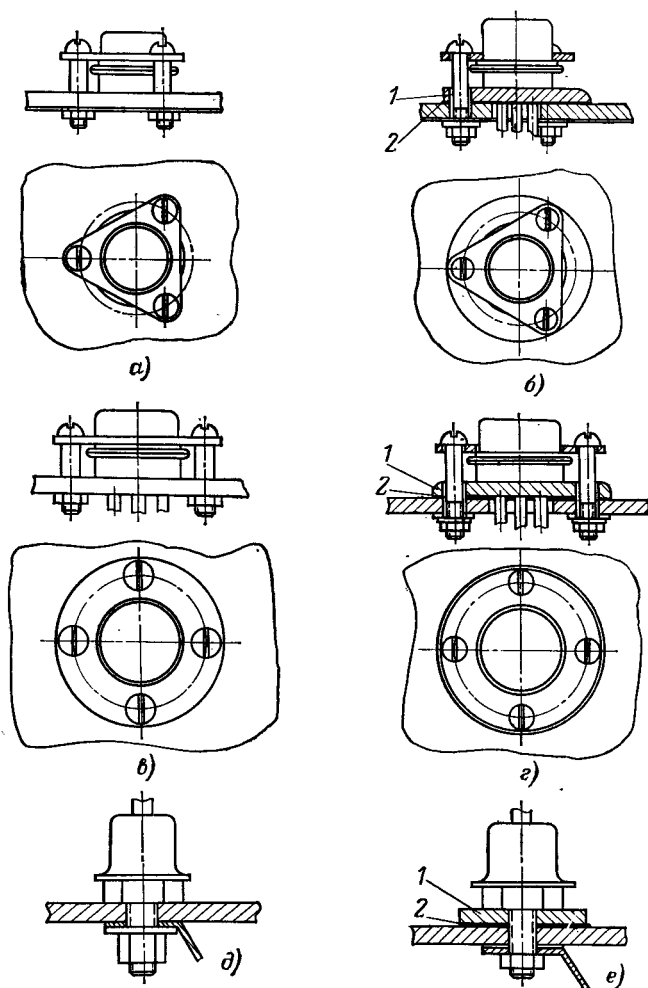


Рис. 4-43. Схемы крепления диодов и транзисторов на шасси.

Таблица 4-9

Зависимость перегрева корпуса прибора Δt от тепловыделения

P , Вт	Δt , °C	P , Вт	Δt , °C
2	0,6—1,4	25	7,2—16,9
5	1,5—3,5	30	9—21
10	3—7	40	12—28
15	4,5—10,5	50	15—35
20	6—1,4	60	18—42

тельно теплоотвода при различных мощностях, выделяемых транзистором.

Принято считать, что отказ работы германиевого транзистора наступает при температуре около 85°С [Л. 105], поэтому такой разброс величины термического сопротивления контакта и, следовательно, температуры перегрева полупроводникового прибора ограничивает работу аппарата в широком интервале температуры окружающей среды.

С целью уменьшения разброса и абсолютной величины термического сопротивления контакта между корпусом полупроводникового прибора и радиатором В. И. Перепека и Н. М. Холодов [Л. 107] разработали специальные способы их крепления. На рис. 4-43 представлены способы установки полупроводниковых приборов на теплопроводы с электроизолирующей прокладкой и без нее.

На рис. 4-43, *а, б* показано крепление диодов типа ПЗ02, на рис. 4-43, *в, г* — аналогичное крепление транзисторов типа П209, на рис. 4-43, *д, е* — диодов типа Д209.

Полупроводниковый прибор устанавливается на шайбу 1, выполненную из алюминиевого сплава, а между шайбой и теплоотводом помещается изолирующая прокладка 3. Нижняя часть винта и хвостовик диода также изолируются от теплоотвода. Можно было использовать шайбу из электроизоляционного и теплопроводного материала, например из окиси бериллия, однако изготовление металлических шайб проще по технологии и значительно дешевле. Электроизоляционные прокладки могут быть изготовлены из фторопласта, слюды или другого электроизоляционного материала толщиной 20—

Таблица 4-10

Термическое сопротивление контактов при различных видах крепления

Вид крепления	Крутящий момент на винте $M_{кр}$, Н·м	Термическое сопротивление, К/Вт	
		Старый способ	Новый способ
Рис. 4-43, а Рис. 4-43, б	0,8	0,8—0,9 2,1—2,5	0,3—0,35 0,65—0,7
Рис. 4-43, в Рис. 4-43, г	1,5	0,4—0,45 1,2—1,4	0,12—0,15 0,25—0,3
Рис. 4-43, д Рис. 4-43, е	2,8	0,9—1 2,5—2,9	0,3—0,35 0,65—0,7

30 мкм. Контактные поверхности при этом должны быть смазаны полиметилсилоксановыми смазками или пастой КПТ-8. В табл. 4-10 приведены величины термических сопротивлений контактов корпус полупроводникового прибора — теплоотвод при применяемых ранее и предлагаемых авторами [Л. 107] способах крепления в зависимости от крутящего момента на винте.

Глава пятая

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МОДЕЛЬНОГО КОНТАКТА

5-1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Настоящая глава имеет целью ознакомить читателя с физикой процессов, обуславливающих передачу тепла между соприкасающимися поверхностями; дать обзор методов решения достаточно сложных задач математической физики, описывающих эти процессы, и получить конечные формулы и численные результаты для использования при расчете термического сопротивления реального контакта.

Ранее было показано, что при соприкосновении твердых тел площадь фактического контакта составляет

лишь незначительную долю номинальной, что обусловлено шероховатостью и волнистостью поверхностей, а дискретный характер контакта служит причиной дополнительного термического сопротивления.

При более или менее равномерном распределении пятен контакта соприкасающиеся тела можно рассматривать как плотную упаковку одинаковых правильных шестиугольных призм, каждая из которых имеет одно пятно касания (рис. 5-1).

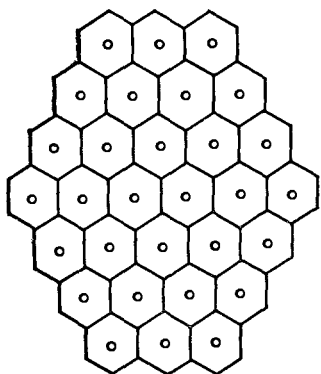


Рис. 5-1. Набор шестиугольных призм.

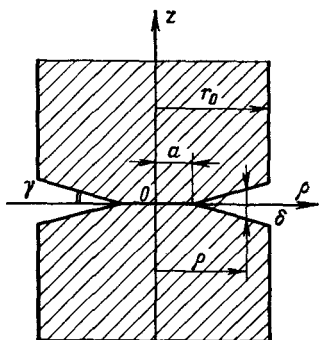


Рис. 5-2. Элементарный цилиндр с усеченным конусом.

Таким образом, оба соприкасающихся тела рассматриваются в дальнейшем как бы составленными из таких элементарных параллельных тепловых каналов с замкнувшимися контактами.

Так как течение тепла во всех каналах происходит идентично, то теплообмен на боковых границах отсутствует, а тепловые процессы, происходящие в отдельном модельном тепловом канале, в достаточной степени отражают особенности контактного теплообмена для всей поверхности.

В рассмотренных ранее работах наиболее часто в качестве модельного теплового канала принимался контактный элемент в виде прямого кругового цилиндра с кольцевой проточкой. Учитывая, что реальная форма выступов шероховатости близка к конусу со сферической вершиной, наиболее близким к реальному можно считать контактный элемент, представленный на рис. 5-2.

В пределах $0 < \rho < a$ контакт принимается идеальным (пятно фактического контакта). Отсутствию теплообмена на боковой поверхности соответствует условие

$$\left. \frac{\partial t}{\partial \rho} \right|_{\rho=r_0} = 0. \quad (5-1)$$

Погрешность, возникающая при замене элементарной призмы цилиндрическим контактнм элементом равно-великого поперечного сечения, несущественна и легко оценивается, например, по методике, изложенной в [Л. 8].

При контакте тел из одинаковых материалов непосредственно из условий симметрии следует, что пятно контакта должно быть изотермичным, т. е.

$$\text{при } 0 < \rho < a \quad t(\rho, 0) = t|_{z=0} = \text{const.} \quad (5-2)$$

Для реального контакта ширина зазора значительно превышает его толщину, а теплопроводность среды много меньше теплопроводности металла. Поэтому радиальной теплопроводностью в слое среды можно пренебречь. Тогда теплообмен на границах зазора может быть записан в форме

$$-\lambda \left. \frac{\partial t}{\partial z} \right|_{z=\delta(\rho)} = \alpha(\rho) \Delta t(\rho). \quad (5-3)$$

Такая модель контакта поддается достаточно корректному расчету, сводящемуся к решению уравнения

$$\text{div}(\lambda \text{grad } t) = 0 \quad (5-4)$$

при граничных условиях, заданных выражениями (5-1) — (5-3). При $\lambda = \text{const}$, уравнение (5-4) переходит в уравнение Лапласа.

Однако следует иметь в виду, что процесс передачи тепла между соприкасающимися телами сильно осложнен поверхностными явлениями, из которых главными являются следующие [Л. 109]:

1. Физические свойства поверхностного слоя, в том числе теплопроводность, могут существенно отличаться от свойств основного тела.

2. На поверхности контакта вследствие ее значительной свободной энергии адсорбируются водяные, масляные и газовые пленки.

3. На поверхности контакта образуются окисные и сульфидные пленки.

4. При соприкосновении тел контактирующие выступы шероховатости подвергаются упругой и пластической деформации. При этом поверхностные пленки в зависимости от их механических свойств либо остаются сплошными, либо растрескиваются. Контактное пятно может состоять из любой комбинации участков с металлическим контактом и участков с контактом малотеплопроводных пленок (рис. 5-3).

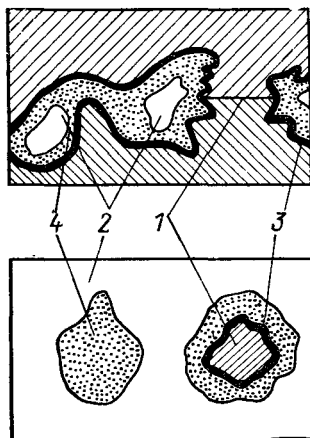
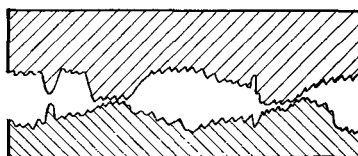


Рис. 5-3. Реальный контакт металлических поверхностей.

1 — металлический контакт; 2 — газовые включения; 3 — окисные пленки; 4 — сульфидные пленки.

Рис. 5-4. Контакт волнистых поверхностей.



5. Наклеп контактирующих выступов вызывает изменения их физических свойств, в том числе уменьшение теплопроводности.

Волнистость поверхности приводит к тому, что контактные пятна группируются лишь в некоторых ее областях, на которых они распределены статистически (рис. 5-4).

Из изложенного ясно, что задача о передаче тепла между соприкасающимися телами не только не может быть точно решена, но и не может быть точно поставлена, даже при статистическом рассмотрении.

Этим, в частности, объясняется как большой разброс экспериментальных данных по контактному теплообмену, так и необходимость тщательной постановки эксперимента.

Теоретически можно рассмотреть лишь достаточно грубую модель контактного теплообмена (рис. 5-2), учитывая тем не менее основные механизмы процесса

и удовлетворительно описывающую экспериментальные данные.

Для определения термического сопротивления контактного элемента необходимо определить и проанализировать температурное поле в рассматриваемой области, т. е. найти решение уравнения (5-4) со смешанными граничными условиями (5-1) — (5-3).

Подобная краевая задача относится к одной из наиболее сложных задач математической физики и ее прямое аналитическое решение в настоящее время сопряжено с непреодолимыми трудностями. Вместе с тем имеется возможность, несколько видоизменив постановку задачи, получить решение, последовательно учитывая основные факторы, определяющие контактный теплообмен.

Перейдем теперь к детальному описанию модели контактного теплообмена и последовательному рассмотрению основных факторов, определяющих контактный теплообмен, т. е. сопротивления среды, сопротивления стягивания, влияния радиуса элементарного цилиндра и формы выступов шероховатости, наличия пленок и т. п.

Тепло от одной соприкасающейся поверхности к другой в общем случае может передаваться следующими путями:

- 1) теплопроводностью через места непосредственного контакта;
- 2) теплопроводностью через среду, заполняющую пространство между выступами шероховатости контактирующих поверхностей;
- 3) конвективным переносом тепла средой, заполняющей это пространство.
- 4) лучистым теплообменом между поверхностями.

Ограниченные размеры зазоров в зоне контакта препятствуют возникновению конвективных токов, интенсивность которых определяется произведением $Gr Pr$.

При значениях $Gr Pr < 1000$ конвективным теплообменом в полости можно пренебречь [Л. 110].

В случае реального контакта шероховатых поверхностей, как правило, $Gr Pr \ll 1000$, поэтому теплопередача в зазоре обуславливается только теплопроводностью среды.

В обычных условиях соприкосновения при умеренном температурном скачке поток тепла, передающийся излучением, составляет небольшую долю от общего пото-

ка и, как будет видно дальше, легко учитывается при определении эффективной теплопроводности среды.

Таким образом, будем рассматривать, что тепло от одной соприкасающейся поверхности к другой передается теплопроводностью через места непосредственного контакта и через прослойку среды.

Соответственно термическое сопротивление контакта будет определяться двумя величинами — термическим сопротивлением непосредственного (металлического) контакта R_m и термическим сопротивлением среды R_c .

Если предположить, что влияние последних друг на друга незначительно, то общее термическое сопротивление контакта можно выразить уравнением для «параллельно включенных» проводимостей

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_m} + \frac{1}{R_c}. \quad (5-5)$$

Определение полного термического контактного сопротивления сводится, таким образом, к отдельному определению его составляющих.

Закономерность такого подхода обоснована в § 5-8 и в дальнейшем проверяется экспериментальным путем.

Возможность теоретического определения составляющих термического сопротивления основывается на результатах исследования контакта шероховатых поверхностей, которые, с одной стороны, позволили связать фактическую площадь контакта и величину сближения поверхностей с микрогеометрией поверхностей и прочностными характеристиками материала соприкасающихся тел, а с другой стороны, установили, что рост фактической площади касания с нагрузкой происходит в основном за счет роста числа пятен контакта, размер которых можно считать постоянным.

Постоянная среднестатистическая плотность распределения пятен контакта вместе со значительными расстояниями между ними по сравнению с размерами самого пятна позволяют рассматривать изолированно одно пятно касания с прилегающей частью поверхности, т. е. прийти к модели элементарных цилиндров.

5-2. ТЕРМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СРЕДЫ

«Средой» в нашем случае является прослойка (чаще всего газовая) переменной толщины δ (ρ), определяемой формой выступов шероховатости.

Поток тепла проходит через прослойку под переменным напором $\Delta t(\rho)$

$$q(\rho) = \frac{\lambda_c}{\delta(\rho)} [t_1(\rho) - t_2(\rho)],$$

где $t_1(\rho)$ и $t_2(\rho)$ — соответственно температура на верхней и нижней границах зазора.

Обозначая $\lambda_c/\delta(\rho) = \alpha(\rho)$, $t_1(\rho) - t_2(\rho) = \Delta t(\rho)$ и воспользовавшись уравнением Фурье

$$q = -\lambda \operatorname{grad} t, \quad (5-6)$$

мы приходим к граничному условию (5-3).

На рис. 5-5, а представлена качественная картина линий тока тепла в зазоре.

Как уже указывалось, для реального контакта ширина зазора во много раз превышает его толщину, а теплопроводность металла во много раз превышает теплопроводность среды

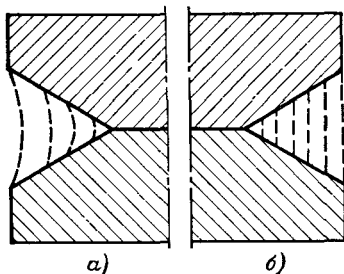


Рис. 5-5. Распределение линий теплового тока в газовом зазоре.

$$\frac{\delta_{\max}}{r_0} = \frac{2h_{\max}}{r_0} \ll 1;$$

$$\frac{\lambda_c}{\lambda_m} \ll 1$$

и радиальным током тепла в среде можно пренебречь.

Соответствующие оценки, проведенные далее, показали, что возникающая погрешность незначительна.

Таким образом, мы пришли к модели чисто аксиального течения тепла в зазоре, как это указано на рис. 5-5, б).

Полное количество тепла, проходящее через зазор:

$$Q = 2\pi\lambda_c \int_a^{r_0} \rho \frac{\Delta t(\rho)}{\delta(\rho)} d\rho. \quad (5-7)$$

Для удобства дальнейших расчетов представим термическое сопротивление прослойки переменной толщины $\delta(\rho)$ как сопротивление плоского зазора постоян-

ной толщины. С этой целью введем понятия «тепловой толщины» δ_t и «геометрической толщины» δ_r .

Тепловую толщину определим, как толщину плоского зазора, пропускающего такое же количество тепла (т. е. имеющего такое же термическое сопротивление), как и реальная прослойка:

$$\delta_t = \frac{\lambda F \Delta t}{Q} = \frac{\int_a^{r_0} \rho \Delta t(\rho) d\rho}{\int_a^{r_0} \rho \frac{\Delta t(\rho)}{\delta(\rho)} d\rho}. \quad (5-8)$$

Геометрическую толщину определим как толщину плоского зазора, объем которого равен объему реальной прослойки (рис. 5-6):

$$\delta_r = \frac{V}{F} = \frac{2}{r_0^2 - a^2} \int_a^{r_0} \rho \delta(\rho) d\rho. \quad (5-9)$$

Для иллюстрации различия между двумя введенными толщинами рассмотрим простой пример. Пусть $\Delta t(\rho) = \text{const} = \Delta t$ и $\delta(\rho) = k\rho$. Тогда, согласно (5-7), полное количество тепла

$$Q = 2\pi\lambda_c \Delta t \int_0^{r_0} \frac{\rho d\rho}{k\rho} = \frac{2\pi\lambda_c \Delta t r_0}{k},$$

а тепловая толщина

$$\delta_t = \frac{\lambda_c \pi r_0^2 \Delta t k}{2\pi\lambda_c \Delta t r_0} = \frac{k r_0}{2}.$$

В то же время геометрическая толщина

$$\delta_r = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \rho k\rho d\rho = \frac{2k r_0}{3}$$

и количество тепла, рассчитанное по геометрической толщине,

$$Q_r = \frac{\lambda_c}{\delta_r} F \Delta t = \frac{\lambda_c \cdot 3}{2k r_0} \pi r_0^2 \Delta t = \frac{3\pi\lambda_c \Delta t r_0}{2k}$$

Таким образом, в рассмотренном примере $Q_r/Q = 3/4$, или, что то же самое, $R_r/R_c = 4/3$, где R_c — термическое сопротивление среды;

$$R_c = \frac{\Delta t}{Q}. \quad (5-10)$$

Легко показать, что тепловая и геометрическая толщины совпадают лишь в случае, когда

$$\frac{\Delta t(\rho)}{\delta(\rho)} = \text{const} = c, \quad (5-11)$$

т. е. в случае постоянной плотности теплового потока по прослойке.

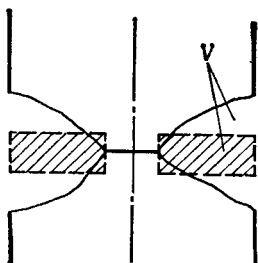


Рис. 5-6. Геометрическая толщина газового зазора.

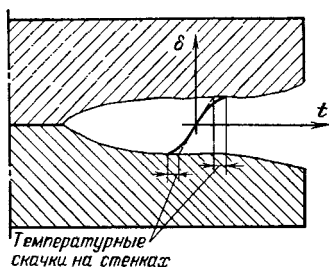


Рис. 5-7. Распределение температуры в зоне контакта.

В самом деле, при условии (5-11) действительно равенство

$$\Delta t(\rho) = c\delta(\rho)$$

и из (5-8) получим:

$$\delta_r = \frac{c \int_a^{r_0} \rho \delta(\rho) d\rho}{\frac{\Delta t(\rho)}{\delta(\rho)} \int_a^{r_0} \rho d\rho} = \frac{2}{r_0^2 - a^2} \int_a^{r_0} \rho \delta(\rho) d\rho = \delta_r.$$

Для реального контакта при уменьшении толщины прослойки с уменьшением ρ снижается и перепад температур поперек зазора, поэтому плотность теплового потока $q(\rho)$ меняется незначительно (см. § 5-6, рис. 5-14), однако следует учитывать, что расчет по геометрической

толщине дает, как правило, несколько завышенное значение термического сопротивления среды.

Остановимся теперь на некоторой особенности течения тепла в рассматриваемом зазоре. Если давление газа или толщина зазора столь малы, что длина свободного пробега молекулы соизмерима с толщиной зазора, то газ уже нельзя рассматривать как непрерывную среду.

Дискретность газа проявляется уже начиная с чисел Кнудсена [Л.111]

$$\bar{l}/\delta_v \gg 0,01.$$

В нашем случае, например, для воздуха, при нормальном давлении и температуре $\bar{l} \approx 0,6$ мкм, т. е. для поверхностей 5—9-го классов

$$Kn = \frac{0,6}{3 \div 30} = 0,2 \div 0,02.$$

Таким образом, мы имеем дело с переходной областью чисел Кнудсена, в которой уже нужно учитывать температурный скачок на стенке.

В этой области чисел Кнудсена вместо линейного распределения температур по плоскому зазору имеет место распределение, приведенное на рис. 5-7.

Выражения для проводимости газа в плоском зазоре известны при двух предельных состояниях — континуальном и свободномолекулярном:

$$\frac{1}{R_{\text{конт}}} = \frac{\lambda}{\delta_v};$$

$$\frac{1}{R_{\text{свм}}} = \xi_{\text{пр}} p \sqrt{\frac{2R}{\pi T}}.$$

Здесь p — давление газа; R — универсальная газовая постоянная; $\xi_{\text{пр}}$ — приведенный коэффициент аккомодации,

$$\xi_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\xi_1} + \frac{1}{\xi_2} - 1},$$

характеризующий эффективность энергообмена на границах газ—стенка.

Приемлемые для прикладных задач рекомендации по расчету коэффициентов аккомодации приведены, например, в [Л.112].

В первом приближении термическое сопротивление газа в плоском зазоре можно рассматривать как сумму объемного сопротивления $R_{\text{конт}}$ и сопротивления на границах $R_{\text{свм}}$:

$$R_{\text{газа}} = R_{\text{конт}} + R_{\text{свм}}.$$

Как уже указывалось, в обычных условиях контактирования поток тепла, передающийся излучением, незначителен. Однако он может стать существенным при малых механических нагрузках на соприкасающиеся поверхности и высоких (около 1000°C) температурах.

Принимая во внимание относительно малый перепад температур на границах зазоров, можно воспользоваться приближенным линейным выражением для лучистого теплообмена

$$Q_{\text{л}} = \sigma \epsilon_{\text{пр}} F \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (5-12)$$

где $\epsilon_{\text{пр}}$ — приведенная степень черноты плоского зазора,

$$\epsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1}.$$

Обозначив $T_1 = T_2 + \Delta t$ и ограничиваясь двумя членами разложения в ряд Тейлора, получим:

$$\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 \approx \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 + 4 \left(\frac{T_2}{100} \right)^3 \frac{\Delta t}{100} + \dots$$

и

$$Q_{\text{л}} \approx \sigma \epsilon_{\text{пр}} F \left(\frac{T_2}{100} \right)^3 \frac{\Delta t}{100}. \quad (5-13)$$

Тогда количество тепла, переданное лучеиспусканием, по отношению к количеству тепла, переданного теплопроводностью, запишется так:

$$\frac{Q_{\text{л}}}{Q_{\text{т}}} = \frac{\sigma \epsilon_{\text{пр}} \left(\frac{T_2}{100} \right)^3 \delta}{100 \lambda_{\text{с}}}. \quad (5-14)$$

Для воздушного зазора $\delta=50$ мкм при $\epsilon_{\text{пр}}=0,7$, отношение $Q_{\text{л}}/Q_{\text{т}}$ приведено ниже:

$t, ^\circ\text{C}$	200	400	600	800	1000
$\frac{Q_{\text{л}}}{Q_{\text{т}}}, \%$	0,54	1,2	2,2	3,5	5,1

Таким образом, с учетом лучистого теплообмена и сопротивления пленок получим для термического сопротивления среды следующее выражение:

$$\frac{1}{R_{\text{с}}} = \frac{1}{\frac{\delta_{\text{т}}}{\lambda_{\text{с}}} + \sum \frac{\delta_{\text{п}}}{\lambda_{\text{п}}} + R_{\text{свм}}} + 0,04\sigma\epsilon_{\text{пр}} \left(\frac{T}{100} \right)^3. \quad (5-15)$$

5-3. МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ФАКТИЧЕСКОГО (МЕТАЛЛИЧЕСКОГО) КОНТАКТА

Как указывалось выше, вследствие сужения проводящего пути при течении тепла к выступам шероховатостей поверхности и по выступам до мест фактического контакта соприкасающихся поверхностей возникает дополнительный перепад температур по сравнению с течением тепла по сплошному металлу, что равносильно введению дополнительного термического сопротивления в плоскости контакта (так как мы рассматривали составляющие контактного термического сопротивления отдельно, то здесь и далее принято $R_{\text{с}}=\infty$, т. е. тепловой поток через зазор δ отсутствует). Это дополнительное сопротивление будем называть термическим сопротивлением фактического (металлического) контакта $R_{\text{м}}$.

Выше отмечалось, что размер контактных пятен слабо зависит от нормальной нагрузки и при обычных условиях сжатия может быть принят постоянным. Более того, эксперименты показывают, что размер пятна для различных материалов, таких как сталь, медь, алюминий, никель, уран, графит и др., приблизительно одинаков. Аналогичный вывод получен и в результате расчетов, в которых принято, что контактное пятно является окружностью с радиусом примерно 30—40 мкм.

Таким образом, можно принять, что соприкосновение различных поверхностей независимо от нагрузки осу-

ществляется через отдельные пятна приблизительно равной величины. В совокупности эти пятна, образующие фактическую площадь контакта, действуют как параллельно включенные сопротивления.

Принимая более или менее равномерное распределение пятен по поверхности соприкосновения, выделим одно пятно касания с частью прилегающей контактной поверхности, которую будем рассматривать как основание элементарного цилиндра с адиабатической боковой поверхностью. В этом случае оба соприкасающихся полуограниченных тела можно рассматривать как совокупность таких элементарных параллельных цилиндров, каждая пара которых имеет одно пятно касания. Так как течение тепла во всех парных цилиндрах происходит идентично, то их можно рассматривать изолированно друг от друга.

Еще более абстрагируя явление, примем схему контакта согласно рис. 5-6 и будем считать цилиндры круговыми с круглым пятном касания в центре.

Рассмотрим процесс теплопроводности в двух таких цилиндрах (см. рис. 3-28), предполагая $\lambda_{m1} = \lambda_{m2} = \text{const}$; $\lambda_c = 0$ и $\delta_r \rightarrow 0$. Ввиду малости угла γ (рис. 5-2) поверхности контакта будем считать плоской:

При течении тепла вдали от плоскости разъема линии теплового тока будут параллельны, а изотермы нормальны к оси цилиндров. По мере приближения к зоне контакта линии тока будут стягиваться к контактному пятну. Соответственно искривятся и изотермические поверхности.

Для подхода к решению поставленной задачи и выяснения основных характеристик температурного поля в зоне контактного пятна рассмотрим сначала случай, когда радиус контактного пятна мал по сравнению с радиусом элементарного цилиндра $(a/r_0) \rightarrow 0$.

5-4. ОСЕСИММЕТРИЧНЫЙ КОНТАКТ ПОЛУОГРАНИЧЕННЫХ ТЕЛ ($R_c \rightarrow \infty$)

В гл. 1 (см. рис. 1-4) была кратко рассмотрена задача о стягивании теплового потока при соприкосновении двух полуограниченных тел через абсолютно теплопроводный ($\lambda = \infty$) шарик радиуса a при $\delta_r = 0$ и $R_c \rightarrow \infty$.

Так как течение тепла здесь одномерное (по радиусам) и $t = t(\rho)$, то для определения температурного поля

достаточно воспользоваться уравнением Фурье (5-6)

$$q = -\lambda \frac{dt}{d\rho}, \quad a < \rho < \infty.$$

Полное количество тепла

$$Q = -2\pi\rho^2\lambda \frac{dt}{d\rho}; \quad -dt = \frac{Q}{2\pi\lambda} \frac{d\rho}{\rho^2}. \quad (5-16)$$

Принимая граничное условие

$$\text{при } \rho \rightarrow \infty \quad t \rightarrow 0 \quad (5-17)$$

и интегрируя уравнение (5-16) в соответствующих пределах, получаем:

$$-\int_{t(\rho)}^0 dt = \frac{Q}{2\pi\lambda} \int_{\rho}^{\infty} \frac{d\rho}{\rho^2}; \quad t(\rho) = \frac{Q}{2\pi\lambda} \frac{1}{\rho}.$$

На границе шарика при $\rho = a$

$$t(a) = \frac{Q}{2\pi\lambda} \frac{1}{a}$$

и перепад температур

$$\Delta t(\rho) = t(a) - t(\rho) = \frac{Q}{2\pi\lambda a} \left(1 - \frac{a}{\rho}\right).$$

В соответствии с определением термического сопротивления

$$R(\rho) = \frac{\Delta t(\rho)}{Q} = \frac{1}{2\pi\lambda a} \left(1 - \frac{a}{\rho}\right) = R_{\infty} \left(1 - \frac{a}{\rho}\right), \quad (5-18)$$

где R_{∞} — полное термическое сопротивление контакта полупространства,

$$R_{\infty} = \frac{\Delta t_{\infty}}{Q} = \frac{1}{2\pi\lambda a} \approx 0,16 \frac{1}{a\lambda}. \quad (5-19)$$

Рассмотренный простой пример позволяет сделать следующие выводы:

1. Несмотря на то, что тепло на пути из одного полупространства в другое преодолевает бесконечно большое расстояние, полное термическое сопротивление конечно. Это объясняется достаточно быстрым (как $1/\rho^2$) падением плотности теплового потока с ростом радиуса ρ .

2. Наибольшая часть сопротивления приходится на область, отстоящую от зоны контакта на расстоянии не больше нескольких радиусов a .

Действительно, согласно (5-18) можно представить зависимость сопротивления от радиуса в безразмерном виде величинами, показанными ниже:

$\frac{\rho}{a}$	2	3	5	10	100
$\frac{R(\rho)}{R_{\infty}}, \%$	50	67	80	90	99

Таким образом, 50% термического сопротивления приходится на слой толщиной всего лишь в половину диаметра шарика. Это подтверждает важность учета при расчете термического сопротивления стягивания зоны, непосредственно примыкающей к пятну контакта.

Приведенные данные показывают также, что для реальных размеров контактного пятна ($a=15$ мкм) слой толщиной около 1 мм можно считать уже бесконечно толстым.

Очевидно, что при стягивании потока к контактному пятну, а не к шарiku с бесконечной тепловой проводимостью сопротивление по сравнению с рассмотренным случаем возрастает за счет участка тела, занятого в рассмотренном примере шариком.

Известны два решения задачи о стягивании теплового потока от полупространства к круглому пятну — при постоянной температуре и постоянном потоке на пятне.

Математическая формулировка задачи сводится к следующему. Для полупространства $z>0$ необходимо найти решение уравнения Лапласа, которое в цилиндрических координатах имеет вид:

$$\frac{\partial^2 t(\rho, z)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial t(\rho, z)}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 t(\rho, z)}{\partial z^2} = 0$$

или

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial t}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0 \quad (5-20)$$

(в силу осевой симметрии температурное поле от угла не зависит, т. е. $\partial t / \partial \varphi = 0$) при следующих граничных условиях для задачи с постоянной температурой на пятне и положительных z :

1. Смешанные граничные условия на плоскости контакта ($z=0$): при $0 < \rho < a$ $t = \text{const} = v$ в силу симмет-

рии; при $a < \rho < \infty$ $\partial t / \partial z = 0$ и тепловой поток через зазор отсутствует.

2. При удалении от начала координат, т. е. при $\rho \rightarrow \infty$ или $z \rightarrow \infty$, $t \rightarrow 0$, как и в (5-17).

При кратком изложении решения этой задачи мы будем следовать [Л.113].

Решение уравнения (5-20) находится в виде произведения двух функций

$$t(\rho, z) = Z(z) \Theta(\rho) \quad (5-21)$$

(метод разделения переменных).

Подставляя (5-21) в уравнение (5-20), получим для $Z(z)$ уравнение

$$Z'' - v^2 Z = 0 \quad (5-22)$$

с решением

$$Z = Ae^{-vz} + Be^{+vz}, \quad (5-23)$$

а для Θ — уравнение Бесселя нулевого порядка

$$\Theta'' + \frac{1}{\rho} \Theta' + v^2 \Theta = 0 \quad (5-24)$$

с решением

$$\Theta = CJ_0(v\rho) + DY_0(v\rho). \quad (5-25)$$

Здесь J_0 и Y_0 — функции Бесселя нулевого порядка 1-го и 2-го рода, а v — произвольная величина. Вторые слагаемые в (5-23) и (5-25) отбрасываются как противоречащие граничным условиям (при $z \rightarrow \infty$ $e^{+vz} \rightarrow \infty$; при $\rho \rightarrow 0$ $Y_0(v\rho) \rightarrow -\infty$).

В задачах для полупространства на v не накладываются никаких ограничений и, следовательно, v может непрерывно пробегать все значения от 0 до ∞ .

Общее решение имеет вид интеграла

$$t = \int_0^\infty f(v) e^{-vz} J_0(v\rho) dv. \quad (5-26)$$

Непосредственной подстановкой (5-26) в исходное уравнение (5-20) легко убедиться, что выражение (5-26) удовлетворяет уравнению Лапласа при произвольной функции $f(v)$.

Для рассматриваемой задачи вместо произвольной функции следует принять:

$$f(v) = \frac{2}{\pi} v \frac{\sin(va)}{v}. \quad (5-27)$$

Эта функция обладает тем свойством, что, входя под знак интеграла в (5-26), придает ему внезапное изменение при $z=0$ и $\rho=a$, как того требует первое граничное условие. Множитель $\frac{2}{\pi} v$ выбран так, чтобы внутри пятна на контакта при $z=0$ и $0 < \rho < a$ температура имела постоянное значение ϑ [Л. 114].

Уравнение температурного поля с учетом (5-26) и (5-27) принимает окончательный вид:

$$\begin{aligned} t(\rho, z) &= \frac{2}{\pi} v \int_0^{\infty} \sin(va) J_0(v\rho) e^{-vz} \frac{dv}{v} = \\ &= \frac{2}{\pi} v \arcsin \frac{2a}{\sqrt{(\rho-a)^2 + z^2} + \sqrt{(\rho+a)^2 + z^2}}. \end{aligned} \quad (5-28)$$

При этом распределение теплового потока по пятну контакта запишется как

$$\begin{aligned} q(\rho) &= -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{2v\lambda}{\pi} \int_0^{\infty} \sin(va) J_0(v\rho) dv = \\ &= \frac{2v\lambda}{\pi} \frac{1}{\sqrt{a^2 - \rho^2}}. \end{aligned} \quad (5-29)$$

Обратим внимание на характерную сингулярность потока в окрестности границы контактного пятна. При $\rho \rightarrow a$ $q(\rho) \rightarrow +\infty$ (рис. 5-8, а).

Полный тепловой поток через всю площадь контакта получим из выражения

$$Q = \int_0^a 2\pi\rho q(\rho) d\rho = \frac{2v\lambda}{\pi} 2\pi \int_0^a \frac{\rho d\rho}{\sqrt{a^2 - \rho^2}} = 4\lambda va. \quad (5-30)$$

Отсюда следует, что величина полного термического сопротивления полупространства

$$R_t^{\infty} = \frac{\Delta t}{Q} = \frac{v}{4\lambda va} = \frac{1}{4a\lambda} = 0,25 \frac{1}{a\lambda}. \quad (5-31)$$

Сравнивая величины (5-31) и (5-19), убеждаемся, что при точном решении задачи сопротивление возросло более чем в 1,5 раза. Таков вклад зоны, непосредственно примыкающей к пятну контакта и занятой в предыдущем примере абсолютно теплопроводным шариком.

Так как выражение (5-31) найдено в результате точного решения задачи об осесимметричном контакте одинаковых полупространств, а сопротивление, как мы

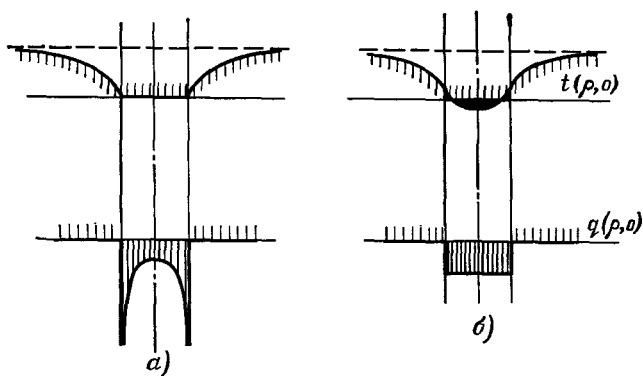


Рис. 5-8. Распределение температуры и теплового потока при $t=\text{const}$ (а) и $q=\text{const}$ (б) на пятне контакта.

выяснили, определяется в основном областью, примыкающей к зоне контакта, то полученная величина термического сопротивления (5-31) будет являться для нас базовой.

В последующих параграфах этой главы мы получим поправки к этой величине, последовательно учитывающие отличие модельного контакта от рассмотренного контакта полупространств.

Для дальнейшего определенным интерес представляет задача, аналогичная рассмотренной, но с постоянным удельным тепловым потоком на пятне контакта.

В этом случае первое граничное условие (для $z=0$) заменяется более простым (задача Неймана)

$$\left(\frac{\partial t}{\partial z}\right)_{z=0} = \begin{cases} \frac{q}{\lambda} = \text{const} & \text{при } 0 < \rho < a; \\ 0 & \text{при } a < \rho < \infty. \end{cases}$$

Второе граничное условие сохраняется и, так как решение задачи Неймана находится с точностью до произвольной аддитивной постоянной, то для однозначности вводится дополнительное условие. Принимаем, что средняя температура на пятне контакта по-прежнему равна v .

Решение сформулированной задачи имеет вид:

$$t(\rho, z) = v \frac{qa}{\lambda} \int_0^{\infty} J_1(va) J_0(v\rho) e^{-vz} \frac{dv}{v}. \quad (5-32)$$

Здесь J_1 — функция Бесселя 1-го порядка 1-го рода.

При этом распределение температуры по поверхности контакта имеет вид:

$$t(\rho, 0) = \frac{vqa}{\lambda} \int_0^{\infty} J_1(va) J_0(v\rho) \frac{dv}{v} \quad (5-33)$$

(рис. 5-8, б), а средняя температура на пятне контакта в соответствии с дополнительным условием

$$\bar{t} = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi \rho t(\rho, 0) d\rho = \frac{2q}{\lambda} \int_0^{\infty} J_1^2(va) \frac{dv}{v} = \frac{8qa}{3\pi\lambda} = v. \quad (5-34)$$

Отсюда

$$Q = \pi a^2 q = \frac{3\pi^2 \lambda a v}{8}$$

и величина полного термического сопротивления полупространства

$$R_q^{\infty} = \frac{\Delta \bar{t}}{Q} = \frac{8}{3\pi^2 a \lambda} = 0,27 \frac{1}{a \lambda}. \quad (5-35)$$

Сравнивая (5-35) и (5-31), убеждаемся, что сопротивление стягивания зависит от распределения потока по пятну контакта, но относительная разница термических сопротивлений

$\frac{R_q^{\infty} - R_t^{\infty}}{R_q^{\infty}}$ не велика и составляет менее 8%.

Можно полагать, что для полупространства распределение потока, обеспечивающее поддержание на пятне контакта постоянной температуры, дает минимально возможную величину термического сопротивления.

5-5. ПЛОСКИЕ ЗАДАЧИ КОНТАКТНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Для наглядной оценки таких физических деталей течения тепла через сужение, как характер возникающих температурных полей, распределение потоков, влияние адиабатических границ и т.п., целесообразно воспользоваться моделью плоского контакта (контакт по бесконечно длинной полосе).

Для решения плоских задач разработаны мощные математические методы теории функций комплексного переменного (ТФКП) [Л.115].

Плоские поля температур и тепловых потоков описываются в нашем случае уравнением Лапласа

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = 0 \quad (5-36)$$

с заданными граничными условиями на внешнем контуре и линии контакта и законом Фурье (5-6).

В ТФКП тепловое состояние тела в плоскости z

$$z = x + iy$$

определяется комплексным потенциалом w :

$$w = f(z) = t(x, y) + i\psi(x, y).$$

Температурная функция $t(x, y)$ и сопряженная с ней функция тока $\psi(x, y)$ связаны условиями Даламбера — Эйлера

$$\frac{\partial t}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad \frac{\partial t}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (5-37)$$

Тепловой поток

$$q = q_x + iq_y = \lambda \left(\frac{\partial t}{\partial x} + i \frac{\partial t}{\partial y} \right) = -\lambda \overline{f'(z)}. \quad (5-38)$$

Здесь черта — знак сопряжения.

Течение тепла от одного полуограниченного тела к другому через бесконечно длинную полосу контакта шириной $2b$ описывается комплексным потенциалом

$$w = \frac{Q}{\pi\lambda} \operatorname{arch} \frac{z}{b}, \quad (5-39)$$

где Q — количество тепла, проходящее через щель.

Отделяя действительную часть уравнения (5-39) от мнимой, можно получить:

$$\begin{cases} x = b \operatorname{ch} t \cos \psi; \\ y = b \operatorname{sh} t \sin \psi. \end{cases} \quad (5-40)$$

Из системы уравнений (5-40) следует, что изотермы $t(x, y) = \operatorname{const}$ представляют собой эллипсы, уравнение которых

$$\frac{x^2}{b^2 \operatorname{ch}^2 t} + \frac{y^2}{b^2 \operatorname{sh}^2 t} = 1.$$

Линии тока

$$\psi(x, y) = \operatorname{const}$$

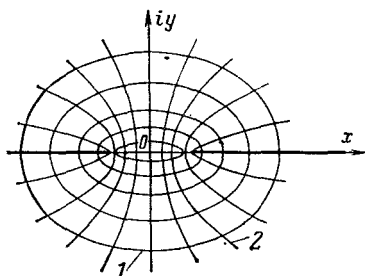


Рис. 5-9. Семейство изотерм (1) и линий тока (2).

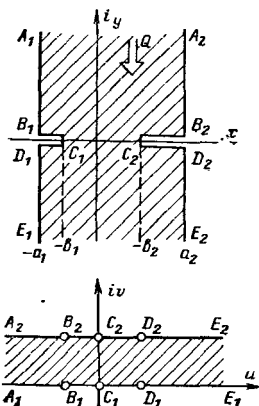


Рис. 5-10. Отображение полосы с разрезами.

являются гиперболами

$$\frac{x^2}{b^2 \cos \psi} - \frac{y^2}{b^2 \sin \psi} = 1.$$

Система этих кривых, имеющих одни и те же фокусы в точках $z(\pm b, 0)$, представлены на рис. 5-9.

Температурное поле в сечении $\rho(z)$, возникающее при осесимметричном контакте полуограниченных тел (5-28), имеет качественно такой же характер.

Распределение теплового потока по щели $q(x)$ найдем, дифференцируя выражение для комплексного потенциала (5-39) в соответствии с (5-38):

$$q(x, 0) = -\frac{Q}{\pi} \frac{1}{\sqrt{b^2 - x^2}}. \quad (5-41)$$

Интересно, что распределения теплового потока по зоне контакта для плоского и осесимметричного случаев полностью совпадают [выражения (5-41) и (5-29)] и так же

$$q(b, 0) \rightarrow \infty.$$

Для определения влияния границ на течение тепла через полосу контакта воспользуемся известным положением ТФКП, согласно которому комплексный потенциал w , описывающий течение в полосе с адиабатическими границами, имеющими общими лишь концы в точке $z=\infty$, реализует конформное отображение исследуемой области плоскости $z=x+iy$ на полосу $0 < v < Q$ плоскости $w=u+iv=f(z)$ с соответствием бесконечно удаленных точек $f(\pm\infty) = \pm\infty$.

На рис. 5-10 представлена исследуемая полоса и ее отображение. Искомый потенциал имеет вид:

$$w = \frac{Q}{\pi\lambda} \ln \frac{1 + \sqrt{z_1}}{1 - \sqrt{z_1}},$$

где

$$z_1 = \frac{\sin \frac{\pi}{2} \frac{z+b_1}{a_1-a_2} \cos \frac{\pi}{2} \frac{z-b_1+a_1-a_2}{a_1+a_2}}{\sin \frac{\pi}{2} \frac{z-b_2}{a_1+a_2} \cos \frac{\pi}{2} \frac{z+b_2+a_1-a_2}{a_1+a_2}}.$$

На уровне разрезов при $y=0$ распределение тепловых потоков имеет вид:

$$q_x = 0;$$

$$q_y = \frac{Q}{a_1+a_2} \frac{\cos \frac{\pi}{2} \frac{2x+a_1-a_2}{a_1+a_2}}{\sqrt{\left(\sin \frac{\pi}{2} \frac{2b_1+a_2-a_1}{a_1+a_2} + \sin \frac{\pi}{2} \frac{2x+a_1-a_2}{a_1+a_2} \right) \times \left(\sin \frac{\pi}{2} \frac{2b_2+a_1-a_2}{a_1+a_2} - \sin \frac{\pi}{2} \frac{2x+a_1-a_2}{a_1+a_2} \right)}}$$

$$x \in [-b_1, b_2].$$

В одном частном случае при $b_1=b_2=b$; $a_1=a_2=\infty$ выражения для комплексного потенциала и распределения потоков переходят соответственно в (5-39) и (5-41).

В другом частном случае, когда $b_1=b_2=a$; $a_1=a_2=r_0$, соответствующем диаметральному сечению эле-

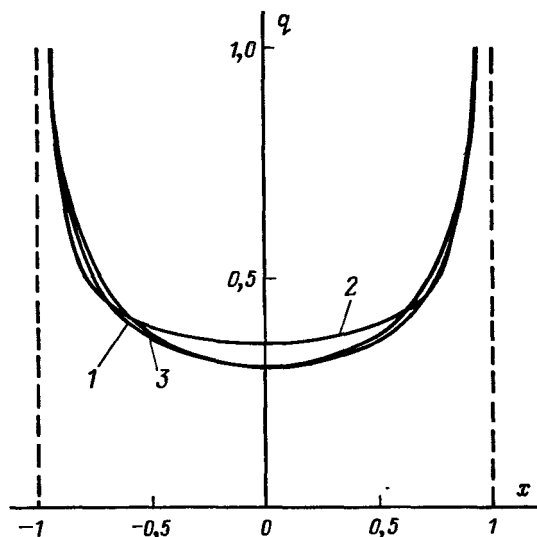


Рис. 5-11. Зависимость $q(x/r_0)$.

1 — $a/r_0=0$; 2 — $a/r_0=5$; 3 — $a/r_0=10$.

ментарного цилиндра, эти выражения переходят в

$$w = \frac{Q}{\pi\lambda} \arcsin \frac{\sin \frac{\pi}{2} \frac{z}{r_0}}{\sin \frac{\pi}{2} \frac{a}{r_0}}, \quad (5-42)$$

$$q_y(x, 0) = -\frac{Q}{2r_0} \frac{\cos \frac{\pi}{2} \frac{x}{r_0}}{\sqrt{\sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{a}{r_0} - \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{x}{r_0}}}; \quad (5-43)$$

$$q_y(a, 0) \rightarrow \infty.$$

По формулам (5-41) и (5-43) построен график (рис. 5-11).

Таким образом, мы получили весьма интересные результаты, заключающиеся в следующем:

1. Во всех плоских задачах тепловые потоки в окрестности конца разреза обладают характерной сингулярностью порядка корня квадратного из расстояния до конца разреза.

2. При контакте полуограниченных тел распределения тепловых потоков по зоне контакта для плоской и осесимметричной задач совпадают.

3. Наличие адиабатических границ, даже весьма близко расположенных к полоске контакта, мало искажает распределение тепловых потоков по полоске контакта.

Последним обстоятельством мы воспользуемся в следующем разделе.

5-6. КОНТАКТ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЦИЛИНДРОВ

Найденные в § 5-4 значения R_t^∞ и R_q^∞ для $a/r_0 \rightarrow 0$ являются предельными. При любом конечном значении a/r_0 термическое сопротивление стягивания уменьшается и при $a/r_0=1$, когда радиус контактного пятна равен радиусу элементарного цилиндра, обращается естественно в нуль.

Попытаемся найти термические сопротивления R_t и R_q для элементарных цилиндров конечного радиуса.

Для этого следует решить уравнение (5-20) для верхнего элементарного цилиндра при следующих граничных условиях:

1. При всех $z \quad \left. \frac{\partial t}{\partial \rho} \right|_{\rho=r_0} = 0$ — адиабатичность боковых стенок.

2. При $z=0$ и $a < \rho < r_0 \quad \left. \frac{\partial t}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$.

3. При $z=0$ и $0 < \rho < a$:

для нахождения $R_t \quad t = \text{const} = 0$;

для нахождения $R_q \quad \left. \frac{\partial t}{\partial z} \right|_{z=0} = \text{const} = -\frac{q}{\lambda}$.

4. Во второй задаче для однозначности добавим, как и ранее, условие при $z=0$ и $0 < \rho < a$

$$\bar{t} = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a t(\rho, 0) \cdot 2\pi \rho d\rho = 0. \quad (5-44)$$

Вторая задача (для нахождения R_q) является известной задачей Неймана и решается хорошо разработанными методами, одним из которых мы и воспользуемся.

Прежде всего заметим, что заданную на границе $z=0$ в виде ступенчатой функции производную

$$\varphi(\rho) = \left. \frac{\partial t}{\partial z} \right|_{z=0} = \begin{cases} -\frac{q}{\lambda} & \rho \in [0, a]; \\ 0 & \rho \in [a, r_0] \end{cases} \quad (5-45)$$

можно разложить в ряд [Л.116] вида

$$\varphi(\rho) = b + \sum_{n=1}^{\infty} c_n J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right), \quad (5-46)$$

где μ_n — корни уравнения

$$J_1(\mu_n) = 0; \quad (5-47)$$

b и c_n — константы (коэффициенты Фурье),

$$b = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} x \varphi(x) dx; \quad (5-48)$$

$$c_n = \frac{2}{r_0^2 J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} \varphi(x) J_0\left(\mu_n \frac{x}{r_0}\right) x dx; \quad (5-49)$$

x — переменная интегрирования.

Таким образом, в нашем случае функцию (5-45) можно представить в виде

$$\varphi(\rho) = -\frac{q}{\lambda} \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 - \frac{2q}{\lambda} \frac{a}{r_0} \sum_1 \frac{J_1\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right). \quad (5-50)$$

Запишем решение задачи для общего случая, когда $\varphi(\rho)$ — произвольная функция радиуса.

Следуя Г. А. Гринбергу [Л.117], выполним интегральное преобразование уравнения (5-20), умножив его

$$\text{на } \frac{2}{r_0^2 J_0^2(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) \rho d\rho$$

и проинтегрировав почленно в пределах $0 < \rho < r_0$:

$$\begin{aligned} & \frac{2}{r_0^2 J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial t}{\partial \rho} \right) J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) d\rho + \\ & + \frac{2}{r_0^2 J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) \rho d\rho = 0. \end{aligned} \quad (5-51)$$

Будем искать решение в виде

$$t(\rho, z) = \sum_0^{\infty} f_n \left(\frac{z}{r_0} \right) J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right), \quad (5-52)$$

где $f_n \left(\frac{z}{r_0} \right)$ — коэффициенты Фурье разложения функции $t(\rho, z)$ по функциям $J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right)$, т. е.

$$f_n \left(\frac{z}{r_0} \right) = \frac{2}{r_0^2 J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} t(\rho, z) J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) \rho d\rho; \quad (5-53)$$

тогда

$$\frac{df_n \left(\frac{z}{r_0} \right)}{dz} = \frac{2}{r_0^2 J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} \frac{\partial t(\rho, z)}{\partial z} J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) \rho d\rho \quad (5-54)$$

и

$$\frac{d^2 f_n \left(\frac{z}{r_0} \right)}{dz^2} = \frac{2}{r_0^2 J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} \frac{\partial^2 t(\rho, z)}{\partial z^2} J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) \rho d\rho. \quad (5-55)$$

Выражение (5-55) полностью совпадает со вторым членом уравнения (5-51), которое теперь запишется как

$$\frac{2}{r_0^2 J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial t}{\partial \rho} \right) J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) d\rho + \frac{d^2 f_n \left(\frac{z}{r_0} \right)}{dz^2} = 0. \quad (5-56)$$

Преобразуем первый член уравнения (5-56), проинтегрировав его дважды по частям и принимая во внима-

ние условия $J_1(\mu_n) = 0$ и $\frac{\partial t}{\partial \rho} \Big|_{\rho=r_0} = 0$:

$$\frac{2}{r_0^2 J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial t}{\partial \rho} \right) J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) d\rho = -\mu_n^2 f_n \left(\frac{z}{r_0} \right). \quad (5-57)$$

В результате преобразования уравнение (5-56) приводится к виду

$$\frac{d^2 f_n \left(\frac{z}{r_0} \right)}{dz^2} - \mu_n^2 f_n \left(\frac{z}{r_0} \right) = 0. \quad (5-58)$$

Частное решение его при $\mu_n = 0$

$$f_0 = A + B \frac{z}{r_0}. \quad (5-59)$$

При $\mu_n \neq 0$

$$f_n = C_n e^{-\mu_n \frac{z}{r_0}} \quad (5-60)$$

(экспоненту с аргументом $+\mu_n \frac{z}{r_0}$, как и ранее, отбрасываем). Таким образом, общее решение задачи с учетом (5-52) будет:

$$t(\rho, z) = A + B \frac{z}{r_0} + \sum_1^{\infty} C_n J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) e^{-\mu_n \frac{z}{r_0}}. \quad (5-61)$$

Отметим, что полученное решение действительно во всей области, включая границы.

Продифференцировав (5-61) по z , получим при $z=0$ заданное граничное значение производной

$$\frac{\partial t}{\partial z} \Big|_{z=0} = \varphi(\rho) = \frac{B}{r_0} - \sum_1^{\infty} \frac{\mu_n C_n}{r_0} J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right). \quad (5-62)$$

Сравнивая (5-62) с (5-46) — (5-49) найдем выражения для B и C_n :

$$B = \frac{2}{r_0} \int_0^{r_0} \varphi(x) dx; \quad (5-63)$$

$$C_n = -\frac{2}{r_0 \mu_n J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} \varphi(x) J_0 \left(\mu_n \frac{x}{r_0} \right) x dx. \quad (5-64)$$

При таких B и C_n заданное граничное условие на торце выполняется.

Выражение для A получим из условия (5-44)

$$\int_0^a t(\rho, 0) \rho d\rho = 0 = A \frac{a^2}{2} + \sum_1^{\infty} C_n \int_0^a J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) \rho d\rho, \quad (5-65)$$

откуда

$$A = -\frac{4}{a} \sum_1^{\infty} \frac{J_1\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} \Phi(x) J_0\left(\mu_n \frac{x}{r_0}\right) x dx. \quad (5-66)$$

Выражение (5-61) вместе с (5-63), (5-64), (5-66) полностью определяет температурное поле в элементарном цилиндре при произвольном заданном тепловом потоке

$$q(\rho, 0) = -\lambda \Phi(\rho) \quad (5-67)$$

на его торце.

Продифференцировав (5-61) по ρ , найдем:

$$\left. \frac{\partial t}{\partial \rho} \right|_{\rho=r_0} = -\frac{1}{r_0} \sum_0^{\infty} \mu_n C_n J_1(\mu_n) e^{-\mu_n \frac{z}{r_0}}.$$

Вспоминая (5-47), убеждаемся, что $\left. \frac{\partial t}{\partial \rho} \right|_{\rho=r_0} = 0$,

т. е. условие адиабатичности боковой стенки цилиндра также выполняется.

Легко установить, что второе слагаемое соотношения (5-61) выражает изменение температуры по длине цилиндра (теплового канала) при линейном тепловом потоке с плотностью

$$q_{\infty} = \frac{2\lambda}{r_0^2} \int_0^{r_0} \Phi(x) x dx.$$

Последнее слагаемое при $z \rightarrow \infty$ обращается в нуль, а первый член выражает дополнительное повышение температуры Δt_{∞} при $z \gg r_0$ (т. е. вне зоны возмущения температурного поля), необходимое для преодоления дополнительного термического сопротивления, вызванного сужением канала теплового тока.

Также очевидно, что

$$\Delta t_{\infty} = \Delta t_{\kappa} = \bar{t}(\rho, 0)|_{0 < \rho < r_0}.$$

Согласно определению полное термическое сопротивление контакта верхнего элементарного цилиндра равно:

$$R_{\kappa} = \frac{\Delta t_{\kappa}}{Q} = \frac{A}{Q}, \quad (5-68)$$

где $Q = \lambda \int_0^{r_0} 2\pi x \varphi(x) dx$ — полное количество тепла, текущее по цилиндру, т. е.

$$R_{\kappa} = \frac{2}{\pi a \lambda \int_0^{r_0} \varphi(x) x dx} \sum_1^{\infty} \frac{J_1\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} \int_0^{r_0} \varphi(x) J\left(\mu_n \frac{x}{r_0}\right) x dx, \quad (5-69)$$

а удельное термическое сопротивление контакта

$$R'_{\kappa} = \frac{\Delta t_{\infty}}{q_{\infty}} = \frac{A \pi r_0^2}{Q}.$$

Для рассматриваемого случая, когда $\varphi(\rho)$ задано ступенчатой функцией (5-45), температурное поле и сопротивление контакта получим в виде

$$t(\rho, z) = \frac{4Qr_0}{\pi r_0^2 \lambda} \frac{r_0^2}{a^2} \sum_1^{\infty} \frac{J_1^2\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)} + \frac{Q}{\pi r_0^2 \lambda} z - \\ - \frac{2Qr_0}{\pi r_0^2 \lambda} \frac{r_0}{a} \sum_1^{\infty} \frac{J_1\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) e^{-\mu_n \frac{z}{r_0}}; \quad (5-70)$$

$$R_q = \frac{4r_0}{\pi \lambda a^3} \sum_1^{\infty} \frac{J_1^2\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)}. \quad (5-71)$$

Так как в данном случае проводимость среды отсутствует, последнее выражение соответствует сопротивлению фактического контакта.

Сравнивая полученное выражение (5-71) с сопротивлением стягивания для полупространства при постоянном потоке на пятне (5-35), определим функцию, учиты-

вающую только влияние конечности радиуса элементарного цилиндра:

$$\psi_q = \frac{R_q}{R_q^\infty} = \frac{3\pi}{2} \frac{r_0}{a} \sum_1^\infty \frac{J_1^2\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)} = f\left(\frac{a}{r_0}\right). \quad (5-72)$$

Значения ψ_q , рассчитанные по формуле (5-72), приведены в табл. 5-1 и на графике рис. 5-12.

Таблица 5-1

Функция $\psi_q(a/r_0)$

$\frac{a}{r_0}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
ψ_q	0,846	0,72	0,593	0,474	0,373	0,269	0,169	0,092

На рис. 5-13 приведено распределение температурного поля по торцу элементарного цилиндра $t(\rho, 0)$, рассчитанное по формуле (5-70).

Для определения R_t следует решить уравнение (5-20) при смешанных граничных условиях. На плоскости $z=0$ задано:

$$\left. \begin{aligned} t &= 0, \rho \in [0, a]; \\ t'_z &= 0, \rho \in [a, r_0]. \end{aligned} \right\} \quad (5-73)$$

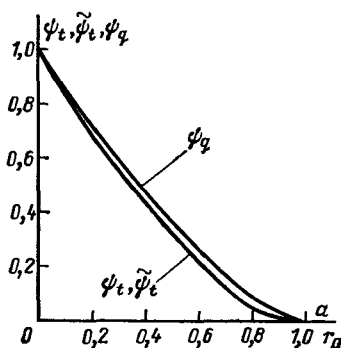


Рис. 5-12. Коэффициенты стягивания ψ_t и ψ_q .

Для таких задач не существует разработанного алгоритма, что вызывает большие трудности при их решении.

Однако эта же задача является и наиболее важной, так как при контакте элементарных цилиндров из однородных материалов соображения симметрии требуют изотермичности контактного пятна.

Одним из наиболее удачных способов реше-

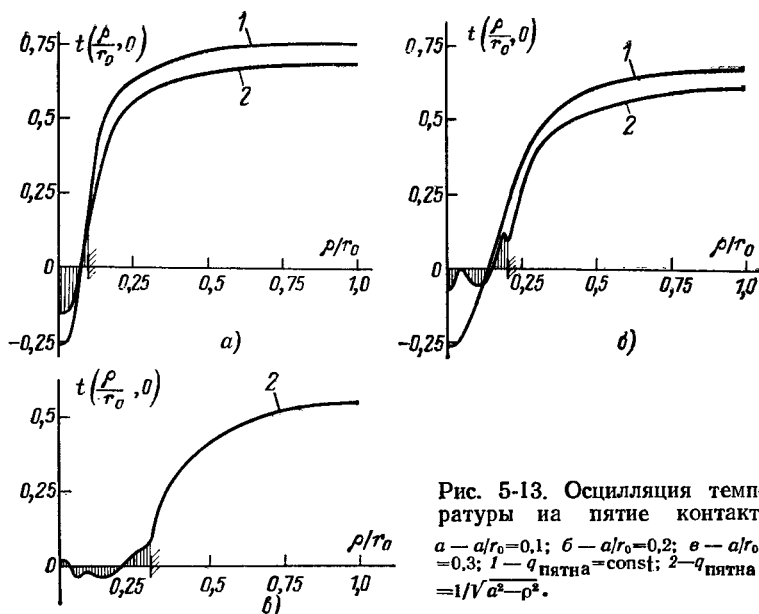


Рис. 5-13. Осиляция температуры на пятне контакта.

а — $a/r_0=0,1$; б — $a/r_0=0,2$; в — $a/r_0=0,3$; 1 — $q_{\text{пятна}}=\text{const}$; 2 — $q_{\text{пятна}}=1/\sqrt{a^2-\rho^2}$.

ния поставленной задачи является, по-видимому, приведение ее к интегральному уравнению.

Рассмотрим несколько более общую задачу, когда по элементарному цилиндру проходит тепловой поток Q , а на поверхности $z=0$ происходит теплообмен со средой нулевой температуры, причем зависимость коэффициента теплоотдачи от радиуса

$$\alpha = \alpha(\rho) \quad (5-74)$$

задана.

Пусть искомое температурное поле по-прежнему описывается функцией вида

$$t(\rho, z) = A + B \frac{z}{r_0} + \sum_1^{\infty} C_n J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) e^{-\mu_n \frac{z}{r_0}}. \quad (5-75)$$

Здесь в соответствии с (5-47) корни уравнения $J_1(\mu_n)=0$ и условие адиабатичности боковой поверхности элементарного цилиндра выполняется автоматически.

Продифференцировав (5-75) по z получим выражения, совпадающие с (5-62)—(5-64), с той только существенной разницей, что граничная функция $\varphi(\rho)$ является искомой.

Запишем условия теплообмена на границе $z=0$

$$q(\rho, 0) = \alpha(\rho) t(\rho, 0) \quad (5-76)$$

или с учетом (5-67)

$$-\varphi(\rho) \lambda = \alpha(\rho) \left[A + \sum_1^{\infty} C_n J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) \right]. \quad (5-77)$$

Подставляя в (5-77) значения C_n из (5-64), получим для искомой функции $\varphi(\rho)$ неоднородное интегральное уравнение Фредгольма второго рода

$$\varphi(\rho) - \Lambda \int_0^{r_0} G(\rho, x) \varphi(x) dx = f(\rho), \quad (5-78)$$

где $\Lambda = -\frac{2}{r_0 \lambda}$;

ядро

$$G(\rho, x) = \alpha(\rho) \sum_1^{\infty} \frac{J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right)}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} J_0 \left(\mu_n \frac{x}{r_0} \right) x; \quad (5-79)$$

$$f(\rho) = \frac{A}{\lambda} \alpha(\rho).$$

Для любого $n=k$ ядро $G(\rho, x)$ является конечной суммой произведений функции от ρ на функцию от x

$$G(\rho, x) = \sum_{n=1}^k a_n(\rho) b_n(x), \quad (5-80)$$

где

$$a_n(\rho) = \alpha(\rho) \frac{J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right)}{\mu_n J_0^2(\mu_n)};$$

$$b_n(x) = J_0 \left(\mu_n \frac{x}{r_0} \right) x.$$

Такие ядра называются вырожденными.

Решение интегрального уравнения с вырожденным ядром сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений. В самом деле,

$$\varphi(\rho) - \Lambda \sum_{n=1}^k a_n(\rho) \int_0^{r_0} b_n(x) \varphi(x) dx = f(\rho). \quad (5-81)$$

Обозначив

$$\int_0^{r_0} b_n(x) \varphi(x) dx = \xi_n, \quad (5-82)$$

получим:

$$\varphi(\rho) = f(\rho) + \Lambda \sum_{n=1}^k \xi_n a_n(\rho). \quad (5-83)$$

Систему алгебраических уравнений для определения ξ_n найдем, подставляя это выражение в (5-81):

$$\sum_{n=1}^k \xi_n a_n(\rho) - \sum_{n=1}^k a_n(\rho) \int_0^{r_0} b_n(x) \left[f(x) + \Lambda \sum_{n=1}^k \xi_n a_n(x) \right] dx = 0; \\ n = 1, 2, \dots, k. \quad (5-84)$$

Решив эту систему, получим выражение для $\varphi(\rho)$ в форме (5-83).

Константу A находим, интегрируя соотношение (5-77) по всей площади теплообмена:

$$Q = -2\pi\lambda \int_0^{r_0} \varphi(\rho) \rho d\rho = 2\pi \int_0^{r_0} \alpha(\rho) \left[A + \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) \right] \rho d\rho,$$

откуда

$$A = \frac{Q - 2\pi \int_0^{r_0} \alpha(\rho) \rho \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) d\rho}{2\pi \int_0^{r_0} \alpha(\rho) \rho d\rho}.$$

Определив удельное термическое сопротивление как

$$R_{уд} = \frac{\Delta t_K}{q_{\infty}} = \frac{A\pi r_0^2}{Q}, \quad (5-85)$$

получим:

$$R_{уд} = \frac{1}{\frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \alpha(\rho) \rho d\rho} + \frac{2\pi \int_0^{r_0} \alpha(\rho) \rho \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) d\rho}{\left(\frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \alpha(\rho) \rho d\rho \right) 2\pi \lambda \int_0^{r_0} \varphi(\rho) \rho d\rho} =$$

$$= \frac{1}{\bar{\alpha}} \left(1 + \frac{\int_0^{r_0} \alpha(\rho) \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) d\rho}{\lambda \int_0^{r_0} \varphi(\rho) \rho d\rho} \right). \quad (5-86)$$

Физический смысл полученного выражения заключается в том, что когда на торце элементарного цилиндра задан переменный коэффициент теплоотдачи $\alpha(\rho)$, термическое сопротивление обусловлено как сопротивлением среды (член $1/\bar{\alpha}$), так и искривлением линий тока (второй член в скобках).

Лишь при постоянном по радиусу коэффициенте теплоотдачи добавочное сопротивление исчезает ($C_n=0$), поток тепла становится линейным, плотность теплового потока постоянной ($q_\rho = \text{const}$) и сопротивление контакта совпадает с термическим сопротивлением среды.

Задача при смешанных граничных условиях (5-73) на плоскости $z=0$ является частным случаем рассмотренной, когда

$$\alpha(\rho) = \begin{cases} 0, & \rho \in [a, r_0]; \\ \alpha \rightarrow \infty, & \rho \in [0, a] \end{cases}$$

и

$$\varphi(\rho) = \begin{cases} 0, & \rho \in [a, r_0]; \\ \varphi(\rho), & \rho \in [0, a]. \end{cases} \quad (5-87)$$

При этом, чтобы $\varphi(\rho)$ осталось конечным в промежутке $[0, a]$ в соотношении (5-77), нужно потребовать:

$$A + \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) = 0. \quad (5-88)$$

Тем самым, для нахождения $\varphi(\rho)$ получено интегральное уравнение Фредгольма первого рода

$$\int_0^a G(\rho, x) \varphi(x) dx = f, \quad (5-89)$$

где $f = Ar_0/2$,

а ядро

$$G(\rho, x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{x}{r_0}\right) x = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(\rho) b_n(x) \quad (5-90)$$

является вырожденным.

Решение уравнения (5-89) будем искать в виде (5-62). Используя свойство вырожденности ядра (5-90), получаем алгебраическую систему линейных неоднородных уравнений для определения коэффициентов Фурье B и C_n разложения искомой функции $\varphi(\rho)$ на пятне контакта

$$\sum_{n=1}^k a_n(\rho) \int_0^a \left[\frac{B}{r_0} - \sum_{n=1}^k \frac{\mu_n C_n}{r_0} J_0\left(\mu_n \frac{x}{r_0}\right) \right] dx = f, \quad (5-91)$$

$$n = 1, 2, \dots, k.$$

Решив эту систему, получаем выражение для граничной функции $\varphi(\rho)$ в форме (5-62), тем самым поставленная задача будет приведена к уже рассмотренной ранее задаче Неймана.

Температурное поле по-прежнему записывается в виде (5-61), для определения коэффициента A используется формула (5-66), а контактное сопротивление определяется по формуле (5-69).

В [Л. 118] рассматриваемая задача также сведена к интегральному уравнению со сложным ядром. Результаты численного решения для функции

$$\psi_t = \frac{R_t}{R_t^{\infty}}$$

приведены на рис. 5-12.

Как и следовало ожидать, при относительно малых размерах контактного пятна функции ψ_q и ψ_t , учитываю-

щие влияние боковых стенок элементарного цилиндра, практически совпадают. При больших размерах контактного пятна, когда адиабатические стенки близки к зоне контакта, ψ_t становится заметно меньшим, чем ψ_a .

В связи с громоздкостью точного решения задачи со смешанными граничными условиями (5-73) для определения ψ_t представляет практический интерес следующий приближенный способ.

В § 5-5 при анализе плоских задач контактного теплообмена было найдено, что распределение потока по полосе контакта (5-41), характерное для полуограниченных тел, весьма мало меняется при переходе к контакту полос конечной ширины (см. рис. 5-10).

Допустим, что для осесимметричных задач распределение потока (5-29), возникающее при контакте полуограниченных тел, также мало меняется при переходе к контакту элементарных цилиндров конечного радиуса r_0 . Тогда для нахождения приближенного значения ψ_t достаточно решить задачу Неймана с граничными условиями на торце

$$\varphi(\rho) = \begin{cases} \frac{2v}{\pi a} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{a^2}}} & \text{при } 0 < \rho < a; \\ 0 & \text{при } a < \rho < r_0. \end{cases} \quad (5-92)$$

Температурное поле ищем в виде (5-61). Дифференцируя (5-61) по z и раскладывая (5-92) в ряд, получим соотношение для определения коэффициентов B и C_n

$$\begin{aligned} \frac{4va}{\pi r_0^2} + \frac{4v}{\pi r_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) = \\ = \frac{B}{r_0} - \frac{1}{r_0} \sum_{n=1}^{\infty} C_n \mu_n J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right), \end{aligned}$$

откуда

$$B = \frac{4va}{\pi r_0}; \quad C_n = -\frac{4v}{\pi} \frac{\sin\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)}.$$

Коэффициент A находим из условия (5-44)

$$\pi a^2 A - \frac{4v}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} 2\pi \int_0^a J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) \rho d\rho = 0;$$

$$A = \frac{8v}{2} \frac{r_0}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)} J_1\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right).$$

Следовательно,

$$t(\rho, z) = \frac{2Qr_0}{\pi a^2 \lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right) J_1\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} + \frac{Q}{\pi r_0 \lambda} \frac{z}{r_0} -$$

$$- \frac{Q}{\pi a \lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) e^{-\mu_n \frac{z}{r_0}}. \quad (5-93)$$

Тогда приближенное значение термического сопротивления с учетом (5-30)

$$\tilde{R}_t = \frac{A}{Q} = \frac{2r_0}{\pi a^2 \lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right) J_1\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)}, \quad (5-94)$$

а приближенное значение функции ψ_t

$$\tilde{\psi}_t = \frac{\tilde{R}_t}{R_t^\infty} = \frac{8}{\pi} \frac{r_0}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right) J_1\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)}. \quad (5-95)$$

Значения $\tilde{\psi}_t$, рассчитанные на ЭЦВМ по формуле (5-95), приведены в табл. 5-2 и на графике рис. 5-12.

Приближенное значение $\tilde{\psi}_t$ практически совпадает с точным, что служит подтверждением предположения о слабой зависимости распределения $\varphi(\rho)$ по пятну контакта от отношения a/r_0 .

Функция $\tilde{\psi}_t(a/r_0)$

a/r_0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
$\tilde{\psi}_t$	0,825	0,684	0,55	0,44	0,32	0,215	0,117	0,04

Таким образом, при приближенном граничном условии (5-92) температура на пятне контакта не постоянна, а осциллирует около нулевого значения. Совпадение $\tilde{\psi}_t$ и

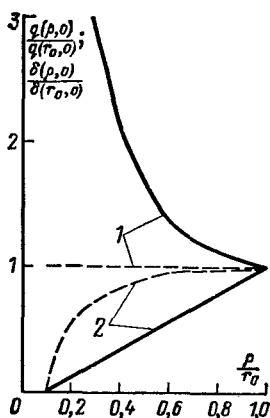


Рис. 5-14. Распределение теплового потока в газовом зазоре.

1 — распределение теплового потока; 2 — ширина зазора.

ψ_t показывает, что такие осцилляции практически не оказывают влияния на термическое сопротивление стягивания. Более того при реальных значениях отношения a/r_0 определяющее влияние на сопротивление стягивания R_m оказывает сам факт стягивания тепла к пятну контакта, а детали распределения потока и температуры по пятну в диапазоне от $q = \text{const}$ до $t = \text{const}$ сказываются как эффект второго порядка (около 8%).

Так, принимая в качестве $q(r)$ выражения $\rho^2, \rho^3, \dots, \rho^n$, получим для термического сопротивления результаты, все более близкие к точному.

Таким образом, с учетом конечности радиуса элементарного цилиндра в качестве термического сопротивления стягивания R_m следует брать не базовую величину (5-31), а величину

$$R_m = R_t^\infty \psi_t. \quad (5-96)$$

Для вычисления ψ_t можно воспользоваться графиком рис. 5-12 либо формулой (5-95), либо аппроксимационной зависимостью [Л. 79]

$$\psi_t = 1 - 1,409 \frac{a}{r_0} + 0,296 \left(\frac{a}{r_0} \right)^3 + 0,052 \left(\frac{a}{r_0} \right)^5. \quad (5-97)$$

В заключение этого раздела вернемся к ранее поставленному вопросу о распределении плотности потока через среду $q(\rho)$ по радиусу зазора.

Понятно, что при достаточно большом сопротивлении среды ($\lambda_c \rightarrow 0$) распределение температуры по торцу $t(\rho, 0)$, представленное на рис. 5-13, изменяется мало. Тогда, воспользовавшись формулой

$$q(\rho) = \lambda \frac{2t(\rho, 0)}{\delta(\rho)}$$

и взяв $\delta(\rho)$ из графика на рис. 6-16, получим для $q(\rho)$ кривую, приведенную на рис. 5-14.

На этом же рисунке для иллюстрации изображена форма выступа шероховатости, обеспечивающая условие $q(\rho) = \text{const}$.

5-7. УЧЕТ РЕАЛЬНОЙ ФОРМЫ КОНТАКТИРУЮЩИХ ВЫСТУПОВ

В предыдущем параграфе при определении сопротивления элементарных цилиндров было принято, что торец цилиндров плоский, а толщина газовой прослойки $\delta_v = 0$ (рис. 3-28). В «кнопочной» модели контакта торце элементарного цилиндра (рис. 3-28) при $a < \rho < r_0$ принимается по-прежнему плоским, а контакт происходит по цилиндрической шейке (кнопке). Распределение потока на входе в кнопку здесь близко к равномерному [Л. 120] и сопротивление R_m рассчитывается по формуле

$$R_m = R_q^\infty \psi_q + \frac{\delta_r}{\lambda} \left(\frac{r_0}{a} \right)^2, \quad (5-98)$$

что, по-видимому, является неоправданным завышением сопротивления.

Реальная форма контактирующих выступов близка к усеченному конусу (рис. 5-2). Тогда уравнение торцевой поверхности элементарного цилиндра запишется так:

$$z(\rho) = \begin{cases} 0, & \rho \in [0, a], \\ k(\rho - a), & \rho \in [a, r_0], \end{cases} \quad (5-99)$$

При определении термического сопротивления стягивания на конической поверхности принимаем условие адиабатичности (при $R_c \rightarrow \infty$)

$$\frac{\partial t}{\partial n} \Big|_{z=k(\rho-a)} = 0, \quad (5-100)$$

$$\frac{\partial t}{\partial n} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial z}{\partial \rho}\right)^2}} \left[\frac{\partial t}{\partial z} - \frac{\partial z}{\partial \rho} \frac{\partial t}{\partial \rho} \right] \Big|_{z=z(\rho)}, \quad (5-101)$$

где

$$\frac{\partial z}{\partial \rho} = k.$$

Так как угловой коэффициент k мал, то с точностью до членов второго порядка малости относительно k , имеем:

$$\frac{\partial t}{\partial n} \Big|_{z=k(\rho-a)} = \left[-k \frac{\partial t}{\partial \rho} + \frac{\partial t}{\partial z} \right]_{z=k(\rho-a)} = 0$$

и

$$\frac{\partial t}{\partial z} \Big|_{z=k(\rho-a)} = k \frac{\partial t}{\partial \rho} \Big|_{z=k(\rho-a)}. \quad (5-102)$$

Подобрать систему координатных функций, которые обеспечили бы условие адиабатичности на конической поверхности (5-102) и одновременно условие адиабатичности на боковой поверхности ($\rho=r_0$) цилиндра, практически невозможно. Для того чтобы свести задачу к удобной геометрии цилиндра с плоским торцом (рис. 3-28), зададимся вопросом: какие граничные условия нужно задать на плоском торце (при $z=0$ и $a < \rho < r_0$), чтобы на конической поверхности $z=k(\rho-a)$ автоматически выполнялось бы условие (5-102)?

Разлагая температуру и ее производные в окрестности плоскости $z=0$ в ряд Тейлора, имеем с точностью до членов третьего порядка малости относительно z

$$\left. \begin{aligned} t(\rho, z) &\approx t(\rho, 0) + z \frac{\partial t}{\partial z}(\rho, 0) + \frac{z^2}{2} \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}(\rho, 0); \\ \frac{\partial t}{\partial z}(\rho, z) &\approx \frac{\partial t}{\partial z}(\rho, 0) + z \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}(\rho, 0); \\ \frac{\partial t}{\partial \rho}(\rho, z) &\approx \frac{\partial t}{\partial \rho}(\rho, 0). \end{aligned} \right\} \quad (5-103)$$

Подставляя (5-103) в (5-102), получим условие на плоскости $z=0$ в области $a < \rho < r_0$ с точностью до членов

второго порядка малости относительно k

$$\left. \frac{\partial t}{\partial n} \right|_{z=k(\rho-a)} \approx -k \frac{\partial t}{\partial \rho}(\rho, 0) + \frac{\partial t}{\partial z}(\rho, 0) + z \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}(\rho, 0) = 0,$$

откуда

$$\frac{\partial t}{\partial z}(\rho, 0) = k \left[\frac{\partial t}{\partial \rho}(\rho, 0) - (\rho - a) \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}(\rho, 0) \right]. \quad (5-104)$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении поставленная задача эквивалентна задаче Неймана для цилиндра с плоским торцом при условиях на торце

$$\frac{\partial t}{\partial z}(\rho, 0) = \varphi(\rho) = \begin{cases} f(\rho), & \rho \in [0, a]; \\ k \left[\frac{\partial t}{\partial \rho}(\rho, 0) - (\rho - a) \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}(\rho, 0) \right] = f_1(\rho), & \rho \in [a, r_0]. \end{cases} \quad (5-105)$$

В предыдущем параграфе мы уже убедились, что $f(\rho)$ можно принимать равным

$$f(\rho) = \frac{2v}{\pi a} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{a^2}}}. \quad (5-106)$$

Для нахождения $f_1(\rho)$ воспользуемся выражением (5-28) для полуограниченного тела

$$t = \frac{2v}{\pi} \arcsin \frac{2a}{\sqrt{(\rho - a)^2 + z^2} + \sqrt{(\rho + a)^2 + z^2}}.$$

Отсюда

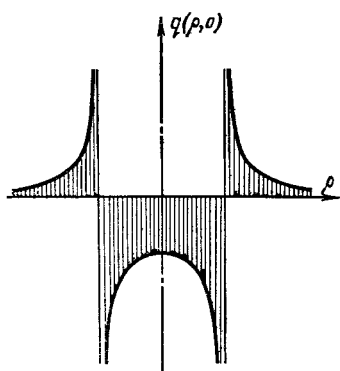
$$\begin{aligned} \frac{\partial t}{\partial \rho}(\rho, 0) &= -\frac{2v}{\pi a} \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho^2}{a^2} - 1}} \frac{a}{\rho}; \\ \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}(\rho, 0) &= -\frac{2v}{\pi a} \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho^2}{a^2} - 1}} \frac{a}{\rho^2 - a^2} \end{aligned}$$

и

$$f_1 = -k \frac{2v}{\pi a} \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho^2}{a^2} - 1}} \frac{a^2}{\rho(\rho + a)}. \quad (5-107)$$

Функцию (рис. 5-15)

$$\frac{\partial t}{\partial z}(\rho, 0) = \varphi(\rho) = \begin{cases} f(\rho), & \rho \in [0, a] \\ f_1(\rho), & \rho \in [a, r_0] \end{cases} \quad (5-108)$$



можно представить [Л. 121] в виде интеграла, аналогичного интегралу Фурье:

$$\varphi(\rho) = \int_0^{\infty} C(v) J_0(v\rho) dv, \quad (5-109)$$

где

$$C(v) = v \int_0^{\infty} \varphi(x) J_0(vx) x dx. \quad (5-110)$$

Рис. 5-15. Граничная функция.

Подставляя (5-108) в (5-110), получим:

$$\begin{aligned} C(v) &= -v \frac{2v}{\pi a} \left\{ \int_0^a \frac{J_0(vx) x dx}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}}} + ka^2 \int_a^{\infty} \frac{J_0(vx) dx}{(a+x) \sqrt{\frac{x^2}{a^2} - 1}} \right\} = \\ &= -v \frac{2v}{\pi} \left\{ \frac{\sin va}{v} + ka \int_1^{\infty} \frac{J_0(vax) dx}{(1+x) \sqrt{x^2 - 1}} \right\}. \end{aligned} \quad (5-111)$$

Решение уравнения Лапласа с граничными условиями (5-108) будем искать в виде

$$t(\rho, z) = \int_0^{\infty} F(v) J_0(v\rho) e^{-vz} dv. \quad (5-112)$$

Ранее (уравнение 5-26) мы уже убедились, что выражение вида (5-112) удовлетворяет уравнению Лапласа при произвольной функции $F(v)$.

Дифференцируя (5-112), получим:

$$\frac{\partial t}{\partial z}(\rho, 0) = - \int_0^{\infty} v F(v) J_0(v\rho) dv = \varphi(\rho) \quad (5-113)$$

и, сравнивая (5-109) и (5-112), находим неизвестную функцию $F(v)$:

$$F(v) = -\frac{C(v)}{v} = \frac{2v}{\pi} \left\{ \frac{\sin(va)}{v} + ka \int_1^{\infty} \frac{J_0(vax) dx}{(1+x)\sqrt{x^2-1}} \right\}.$$

Следовательно, температура на торце при $z=0$

$$t(\rho, 0) = \frac{2v}{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{\sin(va)}{v} J_0(v\rho) dv + k \int_0^{\infty} J_0\left(\frac{\rho}{a} y\right) \times \right. \\ \left. \times dy \int_1^{\infty} \frac{J_0(yx) dx}{(1+x)\sqrt{x^2-1}} \right\},$$

а средняя температура на пятне контакта

$$\bar{t}(\rho, 0) = v \left\{ 1 + \frac{2}{\pi} k \frac{2}{a^2} \int_0^a \rho d\rho \int_0^{\infty} J_0\left(\frac{\rho}{a} y\right) dy \times \right. \\ \left. \times \int_0^1 \frac{J_0\left(y \frac{1+z}{1-z}\right) dz}{2\sqrt{z}} \right\}.$$

Громоздкая квадратура в этом выражении взята численно, при этом получено:

$$\bar{t}(\rho, 0)_{0 < \rho < a} \approx v(1 + 0,5k).$$

Тогда сопротивление

$$R_k = \frac{\bar{t}(\rho, 0)_{0 < \rho < a}}{Q} = \frac{1 + 0,5k}{4a\lambda}.$$

Вводя функцию ψ_k , учитывающую только влияние конусности, получим:

$$\psi_k = \frac{R_k}{R_t^{\infty}} = 1 + 0,5k. \quad (5-114)$$

Так как реальные значения k составляют от 0,05 до 0,15, то поправка (3—8%) будет иметь довольно заметный эффект. В [Л. 122] задача о течении тепла по конусу решена численно и получена аппроксимационная формула, аналогичная (5-114). Таким образом, с учетом

дополнительной поправки на форму выступа шероховатости термическое сопротивление стягивания определяется в отличие от (5-96) величиной

$$R_m = R_t^\infty \psi_t \psi_k. \quad (5-115)$$

5-8. АНАЛИЗ ОБЩЕЙ ЗАДАЧИ

В предыдущих параграфах этой главы мы достаточно детально рассмотрели раздельное течение тепла через пятно контакта и через прослойку среды. В общем случае, как известно, тепло течет как через пятно фактического контакта, так и через среду. Начнем рассмотрение задачи о совместном течении тепла через контакт и среду с простого случая.

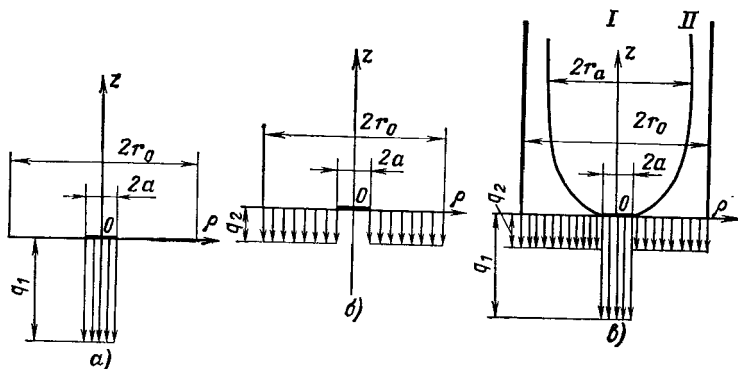


Рис. 5-16. Распределение плотности теплового потока на основании цилиндра.

Пусть поток тепла идет через контактное пятно с распределением $q(\rho) = \text{const} = q_1$ (рис. 5-16), а форма зазора такова, что тепло идет через прослойку с распределением $q(\rho) = \text{const} = q_2$ (рис. 5-16, б).

На рис. 5-16, в показано температурное поле в рассматриваемом случае, являющееся результатом наложения на температурное поле, описываемое формулой (5-70), при $q = q_1 - q_2$ температурного поля линейного потока с плотностью q_2 . В этом случае температурную функцию

$t(\rho, z)$ мы можем записать сразу в виде

$$t(\rho, z) = \frac{4(q_1 - q_2)r_0}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1^2\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)} + \frac{z}{\lambda} \left[(q_1 - q_2) \frac{a^2}{r_0^2} + q_2 \right] - \\ - \frac{2(q_1 - q_2)a}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) e^{-\mu_n \frac{z}{r_0}}. \quad (5-116)$$

Первый член правой части этого уравнения по-прежнему выражает дополнительное повышение температуры Δt_{∞} , необходимое для преодоления термического сопротивления контакта. Он зависит от разности $q_1 - q_2$ и при равенстве тепловых потоков q_1 и q_2 обращается в нуль.

Термическое сопротивление контакта определяется соотношением

$$R = \frac{\Delta t_{\infty}}{Q_{\infty}} = \frac{\Delta t_{\infty}}{q_1 \pi a^2 + q_2 \pi (r_0^2 - a^2)},$$

или

$$\frac{1}{R} \frac{q_1 \pi a^2}{\Delta t_{\infty}} + \frac{q_2 \pi (r_0^2 - a^2)}{\Delta t_{\infty}} = \frac{Q_M}{\Delta t_K} + \frac{Q_c}{\Delta t_K} = \frac{1}{R_M} + \frac{1}{R_c}.$$

Таким образом, если постулировать постоянство q_1 и q_2 , то термическая проводимость контакта является суммой проводимостей среды и фактического контакта, которые не зависят друг от друга [см. соотношение 5-5)]. Необходимо подчеркнуть, что в проделанном анализе распределение тепловых потоков по торцу цилиндра через фактический контакт и через среду рассматривалось как результат сложения двух потоков, каждый из которых идет по всему сечению цилиндра (т. е. каждый поток идет через другой).

Вдали от контактной плоскости первый поток идет с плотностью $q_1 \left(\frac{a}{r_0}\right)^2$, а второй — с плотностью $q_2 \left[1 - \left(\frac{a}{r_0}\right)^2\right]$.

Иными словами, термическое сопротивление контакта рассматривается как сумма двух дополнительных сопротивлений параллельных каналов постоянного сечения площадью $F = \pi r_0^2$. Одно из них будет сопротивлением среды, а другое — нелинейной составляющей.

Для сравнения рассмотрим совсем другой метод подхода к поставленной задаче. Он состоит в том, что кон-

тактный элемент рассматривается как состоящий из двух независимых тепловых каналов переменного сечения *I* и *II* на рис. 5-16, в. Границей между каналами служит поверхность вращения линии тока, проходящей через край контактного пятна (*a*, 0). По первому каналу тепло идет только к фактическому контакту, по второму — только через прослойку среды.

Сопротивление контактного элемента представляется как результирующее двух параллельных дополнительных термических сопротивлений *I* и *II* каналов. Так как в рассматриваемом случае оба канала имеют переменные сечения, то сопротивление канала *II*, помимо сопротивления среды в зазоре, должно, как и для канала *I*, включать нелинейную составляющую (5-86). Понятно, что оба метода рассмотрения задачи равноправны и дают одинаковые результаты.

Рассчитаем термическое сопротивление контактного элемента, исходя из представлений второго метода. Для этого прежде всего необходимо определить граничную линию теплового тока, которая при $z \gg r_0$ отстоит от оси цилиндра на расстояние r_a (рис. 5-16, в).

Для потенциального течения (в данном случае — тепла) функция тока $\psi(\rho, z)$ связана с потенциальной функцией $t(\rho, z)$ следующими соотношениями [Л. 123] [сравни с условиями (5-37)]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \psi(\rho, z)}{\partial z} &= -\rho \frac{\partial t(\rho, z)}{\partial \rho}; \\ \frac{\partial \psi(\rho, z)}{\partial \rho} &= +\rho \frac{\partial t(\rho, z)}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (5-117)$$

Как было показано, температурная функция может быть записана рядом

$$t(\rho, z) = A_0 + Bz - \sum_n C_n J_0(\mu_n \rho / r_0) e^{-\mu_n z / r_0}.$$

Беря частные производные от этого выражения и подставляя их в (5-117), получим:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\rho \sum_n C_n \mu_n / r_0 J_1(\mu_n \rho / r_0) e^{-\mu_n z / r_0}; \quad (5-118)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \rho} = \rho B + \rho \sum_n C_n \mu_n / r_0 J_0(\mu_n \rho / r_0) e^{-\mu_n z / r_0}. \quad (5-119)$$

Интегрирование уравнения (5-118) дает:

$$\begin{aligned}\psi &= - \int \sum_n C_n \mu_n / r_0 \rho J_1 (\mu_n \rho / r_0) e^{-\mu_n z / r_0} dz + f(\rho) = \\ &= \sum_n C_n \rho J_1 (\mu_n \rho / r_0) e^{-\mu_n z / r_0} + f(\rho).\end{aligned}\quad (5-120)$$

Дифференцируя выражение (5-120) по ρ и подставляя результат в уравнение (5-119), получим:

$$\begin{aligned}\sum_n C_n (\mu_n \rho / r_0) J_0 (\mu_n \rho / r_0) e^{-\mu_n z / r_0} + f'(\rho) = \\ = \rho B + \sum_n C_n (\mu_n \rho / r_0) J_0 (\mu_n \rho / r_0) e^{-\mu_n z / r_0}.\end{aligned}\quad (5-121)$$

[здесь учтено, что $x J_1'(x) = -J_1(x) + x J_0(x)$]. Из уравнения (5-121) следует, что $f'(\rho) = B\rho$ или

$$f(\rho) = \frac{1}{2} B\rho^2 + C_1. \quad (5-122)$$

С учетом (5-122) выражение для функции тока (5-120) приобретает вид:

$$\psi = \frac{1}{2} B\rho^2 + \sum_n C_n \rho J_1 (\mu_n \rho / r_0) e^{-\mu_n z / r_0} + C_1.$$

Как известно, для линии тока $\psi = \text{const}$. Полагая $\psi = C_2$ и обозначая $C_2 - C_1$ через C_0 , запишем уравнение линии тока в следующем виде:

$$\frac{1}{2} B\rho^2 + \sum_n C_n \rho J_1 (\mu_n \rho / r_0) e^{-\mu_n z / r_0} = C_0.$$

Очевидно, что соответствующий выбор C_0 определяет ту или иную линию тока. Для интересующей нас граничной линии тока определим C_0 из условия прохождения ее через край пятна контакта, т. е. из условия, что при $z=0$ $\rho=a$. В этом случае

$$C_0 = \frac{1}{2} Ba^2 + \sum_n C_n a J_1 (\mu_n a / r_0).$$

С учетом последнего выражения уравнение граничной линии тока в неявном виде будет:

$$\frac{1}{2} B(\rho^2 - a^2) + \sum_n C_n [\rho J_1 (\mu_n \rho / r_0) e^{-\mu_n z / r_0} - a J_1 (\mu_n a / r_0)] = 0.$$

В интересующей нас области $z \rightarrow \infty$, когда $\rho = r_a$, решая это уравнение относительно ρ^2 , получаем:

$$r_d^2 = a^2 + \frac{2a}{B} \sum_n C_n J_1(\mu_n a/r_0).$$

Имея выражение для r_d , перейдем теперь к определению термического сопротивления контактного элемента. Так как поперечные сечения каналов *I* и *II* теплового тока различны, то в этом случае нам необходимо определить полные термические сопротивления обоих каналов R_I и R_{II} и сложить их по правилу для параллельных проводников, а именно:

$$\frac{1}{R_K} = \frac{1}{R_I} + \frac{1}{R_{II}}. \quad (5-123)$$

Согласно определению полное термическое сопротивление выражается соотношением $R = \Delta t / Q$. Соответственно полные термические сопротивления каналов *I* и *II* будут:

$$R_I = \Delta t_K / Q_I \text{ и } R_{II} = \Delta t_K / Q_{II},$$

где

$$Q_I = q_\infty \pi r_d^2; Q_2 = q_\infty \pi (r_0^2 - d_d^2); q_\infty = (q_1 - q_2) a^2 / r_0^2 + q_2;$$

$$\Delta t_K = \Delta t_\infty = \frac{4(q_1 - q_2)r_0}{\lambda_m} \sum_1^\infty \frac{J_1^2(\mu_n a/r_0)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)}.$$

Совершенно очевидно, что, записывая уравнение (5-123) в полных сопротивлениях (контакта в целом и отдельных тепловых каналов), мы получим результат, который не зависит от соотношения плотностей тепловых потоков, проходящих через зазор и фактический контакт:

$$\frac{1}{R_I} + \frac{1}{R_{II}} = \frac{Q_I}{\Delta t_K} + \frac{Q_{II}}{\Delta t_K} = \frac{Q}{\Delta t_K} = \frac{1}{R_K}.$$

Если же сопротивление R_I или R_{II} взять в отдельности, то они окажутся зависящими от соотношения плотностей тепловых потоков, проходящих через пятно контакта и через среду в зазоре.

Действительно:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_I} &= \frac{q_\infty \pi r_d^2}{\Delta t_\infty} = \frac{q_\infty \pi \left[a^2 + \frac{4r_0^2(q_1 - q_2)}{q_\infty} \sum_1^\infty \frac{J_1^2(\mu_n a/r_0)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} \right]}{\frac{4(q_1 - q_2)r_0}{\lambda_M} \sum_1^\infty \frac{J_1^2(\mu_n a/r_0)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)}} = \\ &= \frac{\pi a^2 \lambda_M}{4r_0} \frac{q_\infty}{(q_1 - q_2)} \frac{1}{\sum_1^\infty \frac{J_1^2(\mu_n a/r_0)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)}} + \frac{\pi r_0^2 \lambda_M}{r_0} \frac{\sum_1^\infty \frac{J_1^2(\mu_n a/r_0)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)}}{\sum_1^\infty \frac{J_1^2(\mu_n a/r_0)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)}} \end{aligned}$$

или с учетом формулы (5-17)

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_I} &= \frac{1}{R_M} + \frac{\pi \lambda r_0}{\sum_1^\infty \frac{J_1^2(\mu_n r_0/a)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)}} \left[\frac{a^2}{4r_0^2 \left(\frac{q_1}{q_2} - 1 \right)} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{a^2}{4r_0^2} \left(1 - \frac{a^2}{r_0^2} \right) - \sum_1^\infty \frac{J_1^2(\mu_n a/r_0)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)} \right]. \quad (5-124) \end{aligned}$$

Таким образом, проводимость канала I зависит от отношения тепловых потоков через контакт и через среду [второй член в (5-124)].

Однако точно такой же член, но с обратным знаком, войдет и в выражение для сопротивления канала II , а сумма проводимостей сохраняется и равна, как и в (5-5), сумме проводимостей фактического контакта и среды.

Для проведения первоначального анализа принята постановка задачи, когда на торце цилиндра задано ступенчатое распределение плотности теплового потока и в этой постановке доказана справедливость выражения (5-5).

В общем случае задача может быть поставлена и решена следующим образом. На поверхности контакта задано

$$\alpha = \begin{cases} \infty & \bar{\rho} \in [0, \bar{a}]; \\ \alpha(\bar{\rho}) & \bar{\rho} \in (\bar{a}, 1]. \end{cases} \quad (5-125)$$

Здесь $\bar{\rho}$, $\bar{a}$ — безразмерные координаты ρ/r_0 , a/r_0 .

Предполагая, что тепловой поток на поверхности контакта можно представить в среднем в виде ряда Фурье

$$\varphi(\bar{\rho}) = 2 \left[B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{J_0(\mu_n \bar{\rho})}{J_0^2(\mu_n)} \right], \quad (5-126)$$

где

$$\left. \begin{aligned} B_0 &= \int_0^1 \varphi(x) x dx; \\ B_n &= \int_0^1 \varphi(x) J_0(\mu_n x) x dx, \end{aligned} \right\} \quad (5-127)$$

и используя для температуры $t(\bar{\rho}, \bar{z})$ выражение ($\bar{z} = z/r_0$)

$$t = A_0 + \frac{2}{\lambda} \left[B_0 \bar{z} - \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{-\mu_n \bar{z}} \frac{J_0(\mu_n \bar{\rho})}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} \right], \quad (5-128)$$

запишем условие теплообмена на поверхности контакта при $A_0 = 1$

$$\alpha = \left[1 - \frac{2}{\lambda} \int_0^{\infty} f(x) x \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\mu_n \bar{\rho}) J_0(\mu_n x)}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} dx \right] = \varphi(\bar{\rho}). \quad (5-129)$$

Введем в интегральное уравнение (5-129) коэффициенты Фурье B_n из (5-127)

$$\alpha \left[1 - \frac{2}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{J_0(\mu_n \bar{\rho})}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} \right] = \varphi(\bar{\rho}). \quad (5-130)$$

С учетом заданного условия на поверхности контакта (5-125) уравнение (5-130) расщепляется на два уравнения

$$\frac{2}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{J_0(\mu_n \bar{\rho})}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} = 1, \quad \bar{\rho} \in [0, \bar{a}]; \quad (5-131)$$

$$\alpha(\bar{\rho}) \left[1 - \frac{2}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{J_0(\mu_n \bar{\rho})}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} \right] = \varphi(\bar{\rho}), \quad \bar{\rho} \in (\bar{a}, 1]. \quad (5-132)$$

Интегрируя представления (5-126) и (5-132) с весом ρ в промежутках, равных соответственно $[0, \bar{a}]$ и $[\bar{a}, 1]$, складывая оба результата и учитывая вид (5-127) для B_0 , получаем для этого коэффициента выражение

$$B_0 = \frac{1}{1 - a^2} \left[\alpha_0 + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^2 J_1(\mu_n \bar{a}) - \frac{1}{\lambda} \frac{\alpha_n}{\mu_n}}{J_0^2(\mu_n)} B_n \right], \quad (5-133)$$

где

$$\alpha_0 = \int_a^1 \alpha(x) x dx;$$

$$\alpha_n = \int_a^1 \alpha(x) J_0(\mu_n x) x dx$$

— известные величины, а коэффициенты Фурье B_n определяются уравнением (5-131).

Так как ряд (5-126) в общем случае сходится в норме пространства квадратично интегрируемых функций в промежутке $[0, 1]$, то решение уравнения (5-131) относительно коэффициентов B_n трактуется следующим образом: найти систему чисел B_n , $n = 1, \dots, N$ так, чтобы сумма среднеквадратичных отклонений функции, представленной левой частью уравнения (5-131) от единицы в промежутке $[0, \bar{a}]$, стремилась к нулю при $N \rightarrow \infty$, т. е.

$$\lim_{N \rightarrow \infty} I_N = 0,$$

где

$$I_N = \int_0^{\bar{a}} \left[\frac{2}{\lambda} \sum_{n=1}^N B_n \frac{J_0(\mu_n \rho)}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} - 1 \right]^2 \bar{\rho} d\bar{\rho}. \quad (5-134)$$

Для любого конечного N условие (5-134) сводится к системе уравнений

$$\frac{\partial I_N}{\partial B_n} = 0, \quad n = 1, \dots, N. \quad (5-135)$$

Отсюда для определения B_n получаем простую систему неоднородных алгебраических уравнений

$$\frac{2}{\lambda} \sum_{n=1}^N a_{mn} B_n = b_m, \quad m = 1, \dots, N, \quad (5-136)$$

где

$$a_{mn} = \frac{1}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} \int_0^{\bar{a}} J_0(\mu_n x) J_0(\mu_m x) x dx;$$

$$b_m = \int_0^a J_0(\mu_m x) x dx = \bar{a}^2 J_1(\mu_n \bar{a}).$$

Выражение для контактного сопротивления R_K , очевидно, имеет вид:

$$R_K = \frac{A}{Q} = \frac{1}{2\pi r_0^2 B_0}, \quad (5-137)$$

где r_0 — радиус элементарного цилиндра, а B_0 определяется выражением (5-133) и системой (5-136). Таким образом,

$$R_K = \frac{1 - \bar{a}^2}{2\pi r_0^2} \frac{1}{\alpha_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\bar{a}^2 J_1(\mu_n \bar{a}) - 1/\lambda \alpha_n / \mu_n}{J_0^2(\mu_n)} B_n}. \quad (5-138)$$

Для потока $\Phi(\bar{\rho})$ на поверхности контакта из (5-126), (5-133) и (5-136) находим выражение

$$\begin{aligned} \Phi(\bar{\rho}) &= \frac{2}{1 - \bar{a}^2} \times \\ &\times \left\{ \alpha_0 + \sum_{n=1}^N \frac{\bar{a} \left[\bar{a}^2 J_1(\mu_n \bar{a}) - \frac{1}{\lambda} \frac{\alpha_n}{\mu_n} \right] (1 - \bar{a}^2) J_0(\mu_n \bar{\rho})}{J_0^2(\mu_n)} B_n \right\}; \\ &\bar{\rho} \in [0, 1]. \end{aligned} \quad (5-139)$$

Формула для сопротивления контакта представима в виде

$$\frac{1}{R_K} = \frac{1}{R_M} + \frac{1}{R_C},$$

где

$$\begin{aligned} R_M &= \frac{1 - \bar{a}^2}{4\pi r_0^2} \frac{1}{\bar{a}^2 \sum_{n=1}^N \frac{J_1(\mu_n \bar{a})}{J_0^2(\mu_n)} B_n}; \\ R_C &= \frac{1 - \bar{a}^2}{2\pi r_0^2} \frac{1}{\alpha_0 - \frac{2}{\lambda} \sum_{n=1}^N \frac{\alpha_n}{\mu_n J_0^2(\mu_n)}} = \\ &= \frac{1}{\pi r_0^2} \frac{1}{\alpha - \frac{1 - \bar{a}^2}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n}{\mu_n J_0^2(\mu_n)}}. \end{aligned}$$

Величина R_m — сопротивление фактического контакта, когда при $z=0$ задано:

$$\alpha = \begin{cases} \infty & \dots \bar{\rho} \in [0, \bar{a}]; \\ 0 & \dots \bar{\rho} \in [\bar{a}, 1]. \end{cases}$$

Величина R_c — сопротивление контакта, когда при $z=0$ задано:

$$\alpha = \begin{cases} 0 & \dots \bar{\rho} \in [0, \bar{a}]; \\ \alpha(\bar{\rho}) & \dots \bar{\rho} \in [\bar{a}, 1]. \end{cases}$$

Таким образом, и в общей постановке допущение об аддитивности проводимостей среды и фактического контакта оказывается справедливым. В этом смысле выражение (5-5) является строгим равенством.

Но при этом в сопротивлении среды включается нелинейный член, обусловленный искривлением линий тока в металле из-за переменного по радиусу коэффициента теплоотдачи в зазоре.

Проведенные оценки показали, что при реальных формах зазора и отношениях теплопроводностей λ_c/λ_m влияние нелинейного члена несущественно.

5-9. ДВУСЛОЙНАЯ ЗАДАЧА

В § 5-1 мы уже упоминали, что на поверхности контакта может существовать тонкий слой с теплопроводностью, отличной от теплопроводности контактирующих тел (пленки, поверхностный наклеп и т. п.).

С другой стороны, для уменьшения термического контактного сопротивления в контактную зону вводят пластины, пленки или напыления с хорошей теплопроводностью.

Для оценки влияния слоя с теплопроводностью, отличной от теплопроводности соприкасающихся тел, на термическое сопротивление фактического контакта (при $R_c \rightarrow \infty$) рассмотрим двуслойный элементарный цилиндр (рис. 5-17). В качестве граничных условий примем на по-

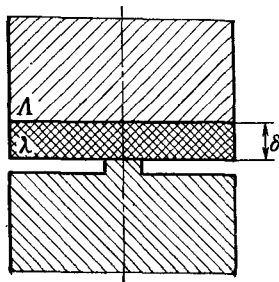


Рис. 5-17. Двуслойная модель контакта.

верхности контакта при $z=0$ условия (5-92)

$$\frac{\partial t}{\partial z}(\rho, \theta) = \varphi(\rho) = \begin{cases} \frac{2v}{\pi a} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{a^2}}}, & \rho \in [0, a]; \\ 0, & \rho \in [a, r_0], \end{cases}$$

а на границе (при $z=\delta$) слоев—условия сшивки

$$\left. \begin{aligned} T(\rho, \delta) &= t(\rho, \delta); \\ \Lambda \frac{\partial t}{\partial z}(\rho, \delta) &= \lambda \frac{\partial T}{\partial z}(\rho, \delta). \end{aligned} \right\} \quad (5-140)$$

Температурные функции $t(\rho, z)$ и $T(\rho, z)$ будем искать в виде

$$\begin{aligned} t(\rho, z) = a' + b' \frac{z}{r_0} + \sum_1^{\infty} \left[c_n \operatorname{ch} \left(\mu_n \frac{z}{r_0} \right) + \right. \\ \left. + d_n \operatorname{sh} \left(\mu_n \frac{z}{r_0} \right) \right] J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right); \end{aligned} \quad (5-141)$$

$$T(\rho, z) = A + B \frac{z}{r_0} + \sum_1^{\infty} C_n e^{-\mu_n \frac{z}{r_0}} J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right). \quad (5-142)$$

На поверхности контакта

$$t(\rho, 0) = a' + \sum_1^{\infty} c_n J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right); \quad (5-143)$$

$$\frac{\partial t}{\partial z}(\rho, 0) = \frac{b'}{r_0} + \frac{1}{r_0} \sum_1^{\infty} \mu_n d_n J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right). \quad (5-144)$$

Принимая для определения коэффициента a' условие (5-65), находим из (5-143)

$$\pi a^2 a' + 2\pi \sum_1^{\infty} c_n \int_0^a J_0 \left(\mu_n \frac{\rho}{r_0} \right) \rho d\rho = 0;$$

$$a' = -2 \frac{r_0}{a} \sum_1^{\infty} c_n \frac{J_0 \left(\mu_n \frac{a}{r_0} \right)}{\mu_n}.$$

Разложив (5-92) в ряд и сравнив с (5-144), получим выражение

$$\begin{aligned} \frac{4va}{\pi r_0^2} + \frac{4v}{\pi r_0} \sum_1^{\infty} \frac{\sin\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) = \\ = \frac{b'}{r_0} + \frac{1}{r_0} \sum_1^{\infty} \mu_n d_n J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right), \end{aligned}$$

откуда

$$b' = \frac{4va}{\pi r_0}; \quad (5-146)$$

$$d_n = \frac{4v}{\pi} \frac{\sin\left(\mu_n \frac{a}{r_0}\right)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)}. \quad (5-147)$$

Условия сшивки дают:

$$\left\{ \begin{aligned} a' + b' \frac{\delta}{r_0} + \sum_1^{\infty} \left[c_n \operatorname{ch}\left(\mu_n \frac{\delta}{r_0}\right) + d_n \operatorname{sh}\left(\mu_n \frac{\delta}{r_0}\right) \right] \times \\ \times J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) = A + B \frac{\delta}{r_0} + \sum_1^{\infty} C_n J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) e^{-\mu_n \frac{\delta}{r_0}}; \\ \lambda \frac{b'}{r_0} + \frac{\lambda}{r_0} \sum_1^{\infty} \mu_n \left[c_n \operatorname{sh}\left(\mu_n \frac{\delta}{r_0}\right) + d_n \operatorname{ch}\left(\mu_n \frac{\delta}{r_0}\right) \right] \times \\ \times J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) = \Lambda \frac{B}{a} - \frac{\Lambda}{r_0} \sum_1^{\infty} \mu_n C_n J_0\left(\mu_n \frac{\rho}{r_0}\right) e^{-\mu_n \frac{\delta}{r_0}}, \end{aligned} \right.$$

откуда

$$B = \frac{\lambda}{\Lambda} b'; \quad (5-148)$$

$$A = a' + b' \frac{\delta}{r_0} \left(1 - \frac{\lambda}{\Lambda}\right); \quad (5-149)$$

$$c_n = -d_n \frac{\Lambda \operatorname{sh}\left(\mu_n \frac{\delta}{r_0}\right) + \lambda \operatorname{ch}\left(\mu_n \frac{\delta}{r_0}\right)}{\Lambda \operatorname{ch}\left(\mu_n \frac{\delta}{r_0}\right) + \lambda \operatorname{sh}\left(\mu_n \frac{\delta}{r_0}\right)}; \quad (5-150)$$

$$C_n = d_n e^{\mu_n \frac{\delta}{r_0}} \left[\operatorname{sh} \left(\mu_n \frac{\delta}{r_0} \right) - \operatorname{ch} \left(\mu_n \frac{\delta}{r_0} \right) \frac{\Lambda \operatorname{sh} \left(\mu_n \frac{\delta}{r_0} \right) + \lambda \operatorname{ch} \left(\mu_n \frac{\delta}{r_0} \right)}{\Lambda \operatorname{ch} \left(\mu_n \frac{\delta}{r_0} \right) + \lambda \operatorname{sh} \left(\mu_n \frac{\delta}{r_0} \right)} \right].$$

По определению сопротивление фактического контакта

$$R = \frac{\Delta t_{\infty}}{Q} = \frac{A}{Q}. \quad (5-145)$$

Отсюда, подставляя в (5-149) найденные значения коэффициентов (5-145), (5-146), (5-147) и (5-150), получим с учетом (5-30):

$$R = \frac{\delta}{\lambda \pi r_0^2} \left(1 - \frac{\lambda}{\Lambda} \right) + \frac{2r_0}{\Lambda \pi a^2} \sum_1^{\infty} \frac{J_1 \left(\mu_n \frac{a}{r_0} \right) \sin \left(\mu_n \frac{a}{r_0} \right)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)} \frac{1 + \frac{\Lambda}{\lambda} \operatorname{th} \left(\mu_n \frac{\delta}{r_0} \right)}{1 + \frac{\lambda}{\Lambda} \operatorname{th} \left(\mu_n \frac{\delta}{r_0} \right)}. \quad (5-151)$$

Обозначая отношение теплопроводностей

$$\frac{\lambda}{\Lambda} = \xi, \quad (5-152)$$

а функцию, выраженную бесконечным рядом, через F

$$F \left(\xi, \frac{a}{r_0}, \frac{\delta}{r_0} \right) = \sum_1^{\infty} \frac{J_1 \left(\mu_n \frac{a}{r_0} \right) \sin \left(\mu_n \frac{a}{r_0} \right)}{\mu_n^3 J_0^2(\mu_n)} \frac{1 + \frac{\operatorname{th} \left(\mu_n \frac{\delta}{r_0} \right)}{\xi}}{1 + \xi \operatorname{th} \left(\mu_n \frac{\delta}{r_0} \right)}, \quad (5-153)$$

запишем:

$$R = \frac{2}{\pi} \frac{r_0}{a} \frac{1}{a\Lambda} \left[\frac{\delta}{2r_0} \left(\frac{a}{r_0} \right)^2 \left(\frac{1}{\xi} - 1 \right) + F \right]. \quad (5-154)$$

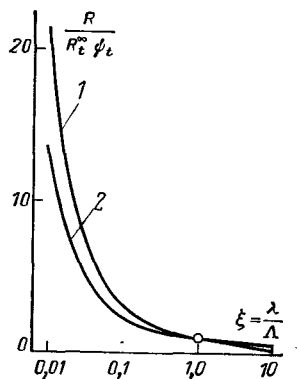
Функция F затабулирована (табл. 5-3).

Функция $F = F\left(\varepsilon, \frac{a}{r_0}, \frac{\delta}{r_0}\right)$

$\frac{a}{r_0}$	$\varepsilon = \frac{\Lambda}{\lambda}$	$\frac{\delta}{r_0}$	F	$\frac{a}{r_0}$	$\varepsilon = \frac{\Lambda}{\lambda}$	$\frac{\delta}{r_0}$	F
0,05	0,01	0,02	0,638	0,1	0,01	0,02	0,702
		0,1	1,471			0,1	2,820
		0,5	1,747			0,5	5,264
	0,1	0,02	0,077		0,1	0,02	0,117
		0,1	0,151			0,1	0,314
		0,5	0,175			0,5	0,528
0,1	10	0,02	0,0049	0,3	10	0,02	0,0259
		0,1	0,0022			0,1	0,0098
		0,5	0,0018			0,5	0,0055
	0,01	0,02	0,691		0,01	0,02	0,827
		0,1	2,263			0,1	3,177
		0,5	3,202			0,5	6,303
	0,1	0,02	0,096		0,1	0,02	0,142
		0,1	0,239			0,1	0,358
		0,5	0,324			0,5	0,634
	10	0,02	0,0122		10	0,02	0,0346
		0,1	0,0047			0,1	0,0133
		0,5	0,0033			0,5	0,0067

Рис. 5-18. Зависимость термического сопротивления контакта от теплопроводности прослойки для $\delta/r_0=0,1$.

1 — $a/r_0=0,1$; 2 — $a/r_0=0,2$.



На графиках рис. 5-18 приведена зависимость сопротивления фактического контакта от теплопроводности подслоя и его толщины.

При малых толщине и теплопроводности подслоя, когда растеканием тепла вдоль подслоя можно пренебречь, его влияние на термическое сопротивление фактического контакта можно оценить коэффициентом

$$\psi_{\lambda} = \frac{R_r}{R_t^{\infty}} = \frac{\delta}{\lambda a^2} \cdot 4a\lambda = \frac{4}{\pi} \frac{\delta}{r_0} \frac{1}{\xi}. \quad (5-155)$$

Исследование двуслойной задачи можно также найти в [Л. 124].

Глава шестая

ТЕРМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ РЕАЛЬНОГО КОНТАКТА

6-1. КОНТАКТИРОВАНИЕ ШЕРОХОВАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Для анализа контактного теплообмена необходимо прежде всего иметь отчетливые представления о профиле поверхности и знать параметры шероховатости и волнистости, решить контактную задачу типа Герца с учетом шероховатости, определить площадь фактического контакта, средний размер пятен микроконтакта и осредненную конфигурацию зазора. Каждая из этих задач является достаточно сложной.

Механическому контакту шероховатых поверхностей посвящено много исследований. Остановимся кратко лишь на положениях, имеющих прямое отношение к вопросам контактного теплообмена.

С достаточной для практических расчетов точностью профиль шероховатой поверхности может быть описан стационарной случайной функцией, имеющей нормальное распределение [Л. 128, 129].

Две твердые поверхности приходят в соприкосновение по вершинам отдельных выступов. Образующаяся таким образом площадь фактического контакта состоит из отдельных площадок, расположенных на разных высотах и под разными углами. Так как угол наклона элементов профиля к геометрической поверхности невелик (даже

при грубой обработке он не превышает 20° , а при шлифовании не более 10°) [Л. 130, 131], то отличие величины пятен фактического контакта от их проекций на плоскость, параллельную рассматриваемым поверхностям, незначительно.

Практически все площадки фактического контакта можно считать расположенными в одной плоскости — плоскости контакта.

Вершины микронеровностей имеют определенное распределение по высоте, поэтому при увеличении нагрузки и сближении поверхностей в контакт вступают все новые и новые противостоящие выступы.

При соприкосновении двух шероховатых поверхностей форма пятен приближается к кругу [Л. 130].

Средний размер пятен при увеличении нагрузки изменяется незначительно, а рост площади фактического соприкосновения происходит в основном за счет увеличения числа пятен [Л. 6, 7, 77, 130, 132—136]. Более того, эксперименты показывают, что размеры пятен контакта для различных материалов близки.

Последнее обстоятельство особенно ценно для рассмотрения тепловых явлений, так как дает возможность теоретически подойти к оценке термического сопротивления любого контакта.

Микровыступы шероховатости весьма стойки против внешних нагрузок. При контактных давлениях, не превышающих $(100 \div 200) 10^5$ Па, относительное сближение соприкасающихся поверхностей (или, что то же, относительная деформация выступов шероховатости) невелика особенно при повторных нагружениях [Л. 130]. Поэтому величина зазора между соприкасающимися поверхностями при их сжатии в указанных пределах изменяется незначительно.

Здесь говорилось только о микрогеометрической характеристике поверхности — шероховатости. В дальнейшем нам придется столкнуться с другими характеристиками — волнистостью и макронеровностями обработанных поверхностей, которые существенно влияют на контактный теплообмен.

По мере увеличения силы сжатия две соприкасающиеся поверхности сближаются за счет деформации микронеровностей, обеспечивая вступление в контакт все большего количества точек и рост фактической площади соприкосновения.

Принципиально возможны четыре вида деформации микронеровностей:

1. Упругая деформация:

а) для поверхностей с высокой степенью чистоты обработки (11—14-й классы);

б) для поверхностей из материалов с высоким пределом упругости ($E > 18 \cdot 10^{10}$ Па);

в) для высокоэластичных полимеров и резины;

г) для поверхностей после многократного приложения нагрузки.

2. Пластическая деформация:

а) при первоначальном приложении нагрузки к грубообработанным поверхностям (1—5-й классы) и небольших контурных нагрузках, не более $(100 \div 200) 10^5$ Па;

б) для материалов с низким пределом текучести.

3. Упругопластическая деформация.

Для поверхности средней чистоты обработки (5—9-й классы) при первоначальном нагружении.

4. Пластическая деформация с упрочнением:

а) для сильноупрочняющихся материалов;

б) при первоначальном нагружении металлических поверхностей и больших контурных давлениях (более $200 \cdot 10^5$ Па).

Эти положения справедливы при условии, что температура контакта ниже температуры рекристаллизации материала, т. е. ниже $(0,25 \div 0,3) T_{пл}$ (температуры плавления).

Для задачи контактного теплообмена представляет большой интерес вопрос формирования реальной площади касания и сближения при различных видах деформации микронеровностей. Иными словами, нас интересует поведение микронеровностей сопряженных поверхностей при начальном и последующих нагружениях.

При контактировании поверхностей различают следующие три площади:

1) фактическую площадь контакта S_f , представляющую собой сумму малых площадок контакта, образованных в результате смятия выступов шероховатости;

2) контурную площадь S_k , обусловленную волнистостью и образованную из площадок смятия отдельных волн (на этих площадках происходит дискретное касание микровыступов);

3) номинальную площадь контакта S_n , определяемую геометрическими размерами тела и являющуюся геомет-

рическим местом всех возможных точек фактического контакта. Принято обозначать:

$$\frac{S_{\phi}}{S_{\kappa}} = \eta_1; \quad \frac{S_{\kappa}}{S_{\pi}} = \eta_2; \quad \frac{S_{\phi}}{S_{\pi}} = \eta_3,$$

где η_1 ; η_2 ; η_3 — относительные площади контакта.

Очевидно, что $\eta_3 = \eta_1 \eta_2$, а при отсутствии волнистости $S_{\kappa} = S_{\pi}$ и $\eta_3 = \eta_1$.

Контурная площадь в случае регулярной сферической или цилиндрической волнистости может быть определена по формулам теории упругости. Так, например, широко известные формулы Герца для контактирования двух упругодеформируемых тел с криволинейными очертаниями поверхностей, полученные в предположении об отсутствии шероховатости, позволяют рассчитать контурную площадь касания. В общем случае волнистость может носить хаотический характер, и тогда контурную площадь приходится определять экспериментально. При сравнительно малых размерах номинальной площади волнистость можно не учитывать.

Более трудным является определение фактической площади контакта, величина которой обусловлена характером деформации микровыступов. Теоретическое решение задачи о фактической площади касания реальных поверхностей весьма затруднительно. Поэтому широкое распространение при исследовании контактирования твердых тел получили экспериментальные исследования, на основании которых предлагаются различные расчетные методы.

Наиболее простая формула для определения площади фактического контакта, получившая широкое распространение, была предложена Боуденом и Тейбором [Л.137]. Она имеет вид:

$$S_{\phi} = \frac{N}{H}, \quad (6-1)$$

где N — нормальная нагрузка на поверхность; H — твердость материала по Бринеллю.

Эта формула справедлива как при наличии, так и при отсутствии волнистости.

Авторы зависимости считают, что даже при незначительной нагрузке выступы шероховатости деформируются пластически до тех пор, пока растущая площадь контакта не будет достаточна для восприятия приложенной нагрузки. При этом происходит также деформация полу-

пространства, несущего выступы (рис. 6-1). При прекращении действия нормальной нагрузки в области, окружающей контакт, упругие деформации снимаются, что вызывает некоторое изменение профиля соприкасающихся поверхностей.

Во многих случаях контакта металлических поверхностей пластическая деформация выступов шероховатости играет важнейшую роль в образовании фактической площади контакта. В то же время при контактировании гладких поверхностей значительная часть выступов деформируется упруго, а при весьма гладких поверхностях

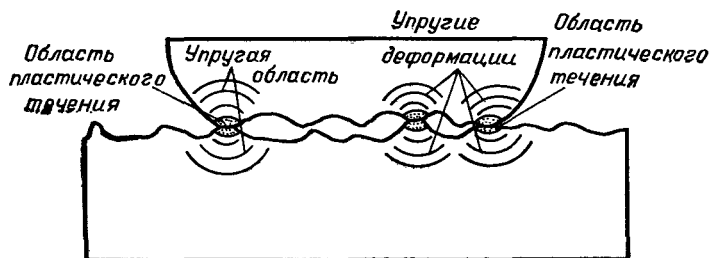


Рис. 6-1. Деформация микровыступов.

упругая деформация становится определяющей. Учитывая это, Холм предложил формулу

$$S_{\phi} = \frac{N}{\xi H}, \quad (6-2)$$

в которой коэффициент ξ меняется от $1/3$ до 1 , зависит от чистоты обработки поверхности и должен учитывать различное напряженное состояние отдельных выступов.

Формула (6-1), выведенная на основе чисто пластического контакта, не учитывает влияния шероховатости на фактическую площадь контакта. В действительности зависимость фактической площади касания от нагрузки более сложная, так как она обусловливается различным напряженным состоянием контактирующих выступов, что в свою очередь определяется высотой макронеровностей, их формой и распределением по высоте.

Формула (6-2) также не может считаться достаточно надежной, так как величина ξ неопределенна и в значительной степени зависит от чистоты обработки поверхности (по Хольму, для полированных поверхностей ξ может быть равной $0,02$).

И. В Крагельским [Л. 138] получена более универсальная зависимость для расчета фактической площади контакта при упругом взаимодействии микровыступов. Поверхность была представлена в виде набора сфер с распределением по высоте, описываемым нормальным законом Гаусса. Формула имеет вид:

$$S_{\Phi} = \frac{\pi r n}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_a^{\infty} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} (x-a) dx,$$

где x — исходная высота выступа микронеровностей; $\bar{x}$ — наиболее вероятная высота выступа; σ — среднеквадратичное отклонение высоты неровностей; r — радиус сферы; n — число выступов.

Расчет по приведенной зависимости предусматривает использование численного интегрирования, что затрудняет ее использование для практических целей.

Для упругопластического характера контактирования Лоджем и Хоуэллом [Л. 139] предлагается определять площадь единичного контакта по выражению

$$\Delta S_{\Phi} = k q^m,$$

где q — удельная нагрузка; k, m — константы (при пластическом контакте $m=1$ и при упругом $2/3 < m < 1$).

Зависимость получена на основании предположения, что поверхность контактирования образована набором одинаковых сферических выступов, причем число пятен контакта и высота выступов при деформации постоянны. Эта модель слишком идеализирована, и полученная зависимость не представляет практического интереса.

Более реально отражает картину контактирования шероховатых поверхностей модель с конусоидальными выступами шероховатостей [Л. 140]. Предлагается равновероятное распределение выступов по всей контактирующей поверхности, которое характерно для ненаправленных способов обработки. Для такой модели площадь фактического контакта определяется из выражения

$$S_{\Phi} = 0,2 \left(\frac{p}{H_q} \right)^{0,7} S_n^{0,3} \left[\frac{E}{\pi H_q \operatorname{tg} \gamma (1 - \mu^3)} \right]^{0,7(1-\alpha)},$$

где $\alpha=1,99$ $h_{cp} m$ — параметр состояния поверхности; H_q — твердость материала при вдавливании пирамиды;

m — коэффициент заполнения профиля; γ — угол при вершине микронеровности.

В соответствии с экспериментальными данными [Л. 140] угол при вершине выступа микронеровности зависит от чистоты обработки поверхности. Так, при высоте неровностей $h_{\text{ср}} > 100$ мкм $\gamma = 80^\circ$; при $h_{\text{ср}} = 30$ мкм $\gamma = 83^\circ$ и при $h_{\text{ср}} = 0,8$ мкм $\gamma = 87^\circ$.

Однако предложенная зависимость носит также ограниченный характер, так как соответствует контактированию поверхностей, обработанных лишь ненаправленными способами (плоское шлифование торцом круга на станках с вращающимся столом, электрополировка, анодирование, доводка пастой, точное литье и пр.).

Глубокие исследования площади фактического контакта на основе стержневой модели поверхности проведены И. В. Крагельским [Л. 138]. В соответствии с этой моделью поверхность представляется в виде набора стержней, независимо деформирующихся при приложении нагрузки. Были исследованы площади фактического контакта при упругом и упругопластичном контактах.

Для упругого контакта гладкой твердой поверхности и шероховатой предложена зависимость

$$S_{\phi} = \sqrt{\frac{2N \operatorname{tg} \beta}{K}},$$

где K — коэффициент жесткости; $\operatorname{tg} \beta$ — коэффициент гладкости, характеризующей шероховатость поверхности.

Рассматривалось также упругое контактирование двух шероховатых поверхностей с учетом вероятности встречи отдельных стержней различной длины. В результате сложных преобразований получена зависимость для определения фактической площади контакта, учитывающая свойства материалов и геометрические характеристики контактирующих поверхностей:

$$S_{\phi} = 1,65 \frac{S_k^{1/3} \gamma_1^{1/3} \gamma_2^{1/3} (E_1 + E_2)^{2/3} [2a(1 - \mu^2)]^{2/3}}{(E_1 E_2)^{2/3}} N^{2/3},$$

где $\gamma_1 = \varphi_1(x)$; $\gamma_2 = \varphi_2(y)$; x, y — расстояние от вершины стержней до средней линии до сближения;

E_1, E_2 — модули упругости контактирующих материалов; a — радиус единичного пятна контакта.

Наиболее полно геометрия реальных поверхностей при определении фактической площади контакта нашла отражение в работах Н. Б. Демкина [Л. 130, 141].

Прежде чем изложить результаты этих работ, рассмотрим процесс контактирования поверхностей. Две соприкасающиеся поверхности при отсутствии нагрузки имеют контакт только в трех точках. При приложении нормальной нагрузки отдельные контактирующие неровности начинают сжиматься. Через них нагрузка передается на волнистую поверхность полупространства, вызывая сжатие волн. При росте нагрузки поверхности сближаются и в соприкосновение входит все большее количество отдельных выступов, так как распределение их по высоте различно. Одновременно увеличивается и площадь сжатия вершин волны.

Напряженное состояние выступов шероховатости различно. Одна часть выступов деформируется упруго. Другая часть деформируется пластически, и при этом происходит наклеп материала. Упруго деформируются наиболее короткие выступы, а также выступы, расположенные по краям контурной площади (т.е. по склонам волнистой поверхности).

В волнах напряжения намного меньше, чем в выступах шероховатости, и поэтому волны деформируются упруго.

При снятии нормальной нагрузки упругое полупространство выпрямляется и нарушает контактирование как упругих, так и пластических площадок контакта. При этом только часть пластически сжатых выступов остается в соприкосновении. После однократной нагрузки выступы металлической поверхности несколько сминаются, наклепываются и при повторных нагрузках, не превосходящих первоначальную, деформируются упруго.

Фактическая площадь контакта, образующаяся при повторных нагрузках больше площади, сформировавшейся при первоначальном приложении нагрузки и том же сжимающем усилии (рис. 6-2). В плане наших исследований целесообразнее учитывать эту разницу по опытным данным при первоначальном и последующем нагружении, тем более что надежные расчетные зависимости для первоначального контакта отсутствуют.

Что же касается сближения, то, как видно из табл. 6-1 [Л. 130], при повторном нагружении деформация значительно уменьшается по сравнению с деформацией при

первом приложении нагрузки. Кроме того, при повторном нагружении различие в сближении для различных материалов меньше, чем при первоначальном.

Если первоначальное сближение определяется главным образом исходной шероховатостью поверхности и пределом текучести или твердостью, то при повторных нагружениях сближение зависит от модуля упругости и геометрии поверхности после повторной деформации.

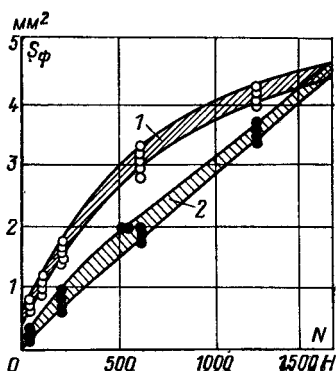


Рис. 6-2. Зависимость фактической площади контакта алюминиевого образца от нагрузки (точение, 4-й класс).

1 — область первоначального приложения нагрузки; 2 — область повторных приложений нагрузки.

Представленные в табл. 6-1 опытные данные Н. Б. Демкина дают основание считать, что при первоначальном нагружении и пластическом и упругопластическом контакте необходимо учитывать изменение величины сближения в зависимости от нагрузки. При повторном же нагружении (упругий контакт) с достаточной для расчетов термического сопротивления контакта

Таблица 6-1

Сближение при первом и повторном нагружениях

Материал образца (▽4) в контакте с плиткой Иогансона	Среднее значение сближения при $p=0,5 \cdot 10^6$, Па			
	Первое нагружение		Повторное нагружение	
	мкм	%	мкм	%
Сталь 10	2,8	9,3	0,3	1,3
Медь	3,6	9	0,38	1,5
Алюминий	5,4	15,4	0,6	—
Свинец	20	57,1	0,1	—

степенью точности величиной сближения ввиду ее малости можно пренебречь.

При изменении нагрузки площадь фактического контакта обуславливается высотой микронеровностей, их геометрической формой, механическими свойствами металла (из которых наиболее важны предел текучести, модуль упругости и характер упрочнения), т. е. зависит от разнородных факторов, совместный учет которых весьма затруднителен. Поэтому вполне понятно широкое распространение экспериментальных методов определения фактической площади касания. Наиболее разработанными можно считать методы, основанные на измерении электропроводности контакта, на переносе вещества в точках контакта, а также оптические методы.

Ввиду сложной микрогеометрии обработанных поверхностей для возможности теоретического анализа контактного теплообмена приходится прибегать к определенным моделям механического и теплового контактов. Ценность таких моделей состоит не только в том, что они в основных чертах правильно отражают реальную картину (хотя могут быть и не точны в деталях), но и в том, что они позволяют получать полезные и практически важные полуэмпирические соотношения и правильно обобщать опытные данные.

Большое значение для инженерной практики имеет установление расчетных зависимостей, учитывающих основные факторы и позволяющих определить фактическую площадь касания.

В этом отношении определенные преимущества имеет метод измерения сближения поверхностей, позволяющий получить расчетные зависимости на основе следующей логической схемы. Измеряя сближение реальных поверхностей под нагрузкой и изучая микрогеометрию поверхностей, можно установить зависимость между сближением и фактической площадью контакта. Опираясь на исследованную микрогеометрию реальной поверхности, можно определенным образом смоделировать ее и дать для этой модели расчетную схему, позволяющую связать между собой нагрузку, сближение и механические свойства материалов. Сопоставляя соответствующие соотношения для реальной поверхности и модели, можно путем некоторой корректировки получить расчетную зависимость фактической площади контакта от нагрузки при контактировании реальных поверхностей.

Большое значение в дальнейшем изложении имеет так называемая кривая опорной поверхности, которую строят по профилограммам поверхности.

Ввиду зависимости поверхности от направления обработки для построения кривой опорной поверхности необходимо снимать профилограммы в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

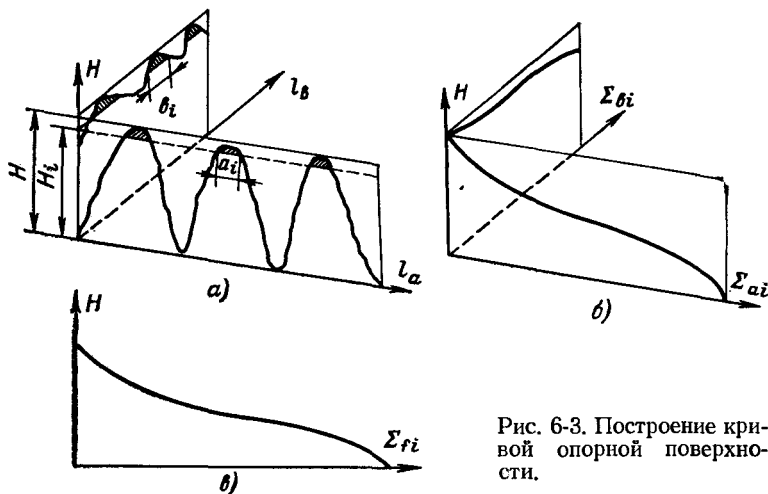


Рис. 6-3. Построение кривой опорной поверхности.

Кривая опорной поверхности строится по следующему принципу. Снимаются поперечная и продольная профилограммы шероховатой поверхности (рис. 6-3, а). Проводя горизонтальные сечения на высоте $H_i < H$ и суммируя отрезки a_i и b_i , можно получить зависимость этих двух сумм от высоты H (рис. 6-3, б). Производя перемножение этих отрезков для различных H_i , получаем кривую опорной поверхности (рис. 6-3, в). Эксперименты показывают, что при обычно применяемых нагрузках деформация выступов шероховатости невелика. Поэтому можно пренебречь увеличением поперечного сечения выступа и считать, что опорная кривая выражает зависимость между площадью фактического контакта и сближением поверхностей (равным деформации наиболее высоких выступов) при контактировании шероховатой поверхности с твердой и абсолютно гладкой поверхностью. Более удобно кривую опорной поверхности

выражать в относительных координатах ε и η , где относительное сближение $\varepsilon = a/h_{\text{макс}}$ (a — сближение; $h_{\text{макс}}$ — максимальная высота микронеровностей).

В этом случае форма опорной кривой не зависит от высоты неровностей и площади поверхности, для которой она строится.

На рис. 6-4 представлены типичные кривые опорных поверхностей, полученные экспериментально для различных видов обработки [Л. 130]. Для выражения этих

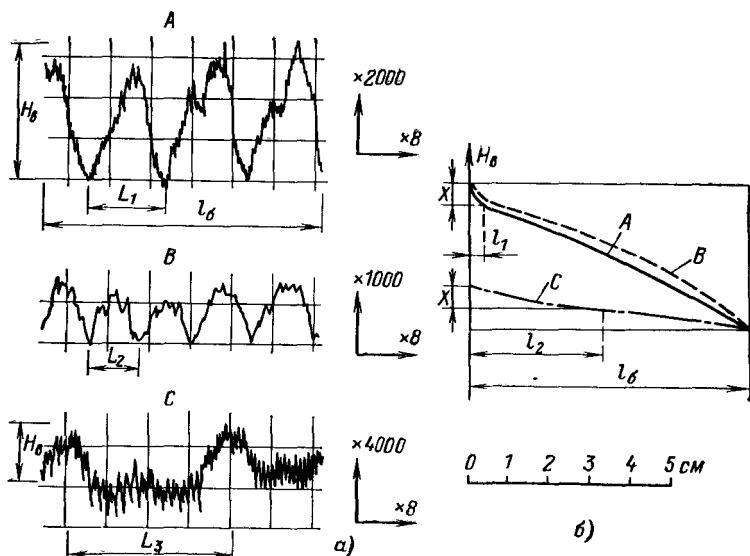


Рис. 6-4. Влияние формы волнистости на кривую опорной поверхности.

a — профилограммы волнистых поверхностей с профилями *A*, *B*, *C*; *б* — кривые опорных поверхностей с профилями *A*, *B*, *C*.

кривых предлагались различные формулы, которые имели тот недостаток, что, описывая всю кривую, они недостаточно точно описывали наиболее важный ее начальный участок. Если учесть, что в большинстве случаев фактическая площадь контакта составляет небольшую долю от номинальной (при наличии волнистости — контурной), то можно ограничиться формулой, правильно описывающей только начальный участок кривой. В этом случае начальную часть кривой согласно [Л. 130]

можно описать зависимостью

$$\eta_1 = b\varepsilon^\nu, \quad (6-3)$$

где b и ν — параметры кривой опорной поверхности.

Располагая уравнением (6-3), легко получить площадь фактического контакта как функцию сближения. Однако более существенно получить соотношение между площадью фактического контакта и нагрузкой, для чего необходимо установить зависимость между сближением и нагрузкой.

Для решения этой задачи использовалась сферическая модель поверхности. Действительная форма вершин выступов близка к сферической, причем для данной поверхности можно указать среднее (типичное) значение радиуса кривизны вершины выступа. Поэтому шероховатую поверхность можно представить в виде набора сфер одного радиуса, расположенных с постоянной плотностью с таким распределением их по высоте, при котором кривая опорной поверхности рассматриваемой сферической модели будет совпадать с опорной кривой реальной поверхности (моделируемой).

В зависимости от механических свойств материала и геометрического очертания выступов процесс формирования площади касания будет протекать по-разному. В соответствии с этим изменится и схема расчета.

На основании сферической модели выступов неровностей Н. Б. Демкиным предложены следующие выражения для определения относительной площади фактического контакта и относительного сближения при контактировании шероховатой и гладкой поверхностей с учетом возможных отклонений от плоскости:

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= \left(\frac{\alpha^{\omega/\nu} b^{\omega/\nu} \rho^\omega q_k}{h_{\text{макс}}^\omega k_1 B} \right)^{\frac{\nu}{\nu + \omega}}; \\ \varepsilon &= \left(\frac{\rho^\omega q_k}{\alpha b k_1 B h_{\text{макс}}^\omega} \right)^{\frac{1}{\nu + \omega}}, \end{aligned} \right\} \quad (6-4)$$

где $q_k = \frac{N}{S_k}$ — контурное давление; ω — коэффициент, зависящий от характера деформации; B — коэффициент, характеризующий свойства материалов; k_1 — коэффициент, зависящий от ν и ω ; ρ — радиус вершин неровностей; b и ν — параметры кривой опорной поверхности; α — коэффициент отношения площади при сближении.

Таблица 6-2

Значения коэффициентов k_1 при различных величинах v и ω [Л. 141]

ω	$v=1$	$v=2$	$v=3$	$v=4$	$v=5$
0	1	1	1	1	1
0,3	1	0,86	0,73	0,71	0,7
0,4	1	0,83	0,7	0,66	0,64
0,5	1	0,8	0,67	0,62	0,58

Таблица 6-3

Значение параметров b и v при различных видах обработки поверхности [Л. 142]

Вид обработки	b		v	
	для металлов	для не-металлов	для металлов	для не-металлов
Строгание, точение, фрезерование	1,6—3	2,8	2	2
Шлифование	4—6	5,9.	3	3
Полирование	5—10	14	3	3,6

Таблица 6-4

Среднее значение радиуса кривизны вершин неровностей при различных видах обработки поверхностей [Л. 131]

Вид обработки	Класс точности	Радиус кривизны, мм	
		$\rho_{\text{попер}}$	$\rho_{\text{прод}}$
Точение	5—8	20—120	10—25
Шлифование	5—9	5—20	250—15 000
Доводка	10—15	15—250	7000—35 000

В табл. 6-2—6-4 приведены значения коэффициентов и параметров, входящих в выражение (6-4).

Для случая контакта двух близких по чистоте поверхностей параметры b и v находятся по формулам

$$b = \frac{b_1 b_2 (h_{\text{макс}1} + h_{\text{макс}2})^{v_1+v_2} k_2}{h_{\text{макс}}^{v_1} h_{\text{макс}}^{v_2}} ; v = 0,9 (v_1 + v_2),$$

где k_2 — коэффициент, зависящий от v_1 и v_2 . Значения k_2 приведены в табл. 6-5.

Для более точного определения относительных величин площади фактического контакта и сближения необходимо в каждом конкретном случае определить параметры b и v путем обработки кривых опорной поверхности по поперечным и продольным профилограммам.

Наибольшая трудность для расчета площади фактического контакта возникает при упрочнении материала,

Таблица 6-5

Значение коэффициента k_2 при различных параметрах v_1 и v_2 двух соприкасающихся поверхностей [Л. 141]

v_2	v_1		
	1	2	3
1	0,5	0,33	0,25
2	0,33	0,16	0,1
3	0,25	0,1	0,05

так как в этом случае необходимо знать константы ω , характеризующие упрочнение и максимальную твердость по Мейеру H_M .

В первом приближении константу ω можно связать с показателем степени n уравнения Мейера $p = ad^n$, где a — коэффициент; d — диаметр отпечатка, соотношением $\omega = \frac{n}{2} - 1$.

Величина показателя степени n для некоторых распространенных материалов имеет следующие значения [Л. 143]: свинец — 2,35; дюраль — 2,24; латунь — 2,58; сталь — 2,30; медь — 2,52.

С целью получения более простых выражений для расчета величины сближения и относительной площади фактического контакта рассмотрим процесс деформации микронеровностей. Контактующие выступы вначале сминаются упруго, пока не достигнут критической деформации a_k , после чего они начинают деформироваться пластически. Вопрос в том, при каком контактном

давлении q_m происходит переход от упругой деформации к пластической, рассматривался многими авторами.

При линейном напряженном состоянии (когда в рассматриваемой точке имеет место только главное напряжение, т. е. $\sigma_1 \neq 0$, а $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$), $q_m = \sigma_T$, т. е. равно пределу текучести. В условиях же сложного напряженного состояния переход от упругого состояния в пластическое будет затруднен из-за наличия сжимающих напряжений, возникающих в направлениях, перпендикулярных действию контактного давления.

В связи с этим значительно повышается несущая способность контакта, оцениваемая коэффициентом C . При этом

$$q_m = C\sigma_T.$$

Применительно к деформациям микронеровностей, у которых угол между образующей и перпендикуляром к поверхности касания близок к 90° , согласно [Л. 144] $C=3$. Это справедливо для материала, который не подвергался наклепу или для предельно наклепанного материала.

Будем, как и ранее, рассматривать контактирование шероховатой и гладкой поверхностей при отсутствии волнистости (т. е. $\eta_1 = \eta_2 = S_\Phi/S_H = \eta$).

При сближении поверхностей на величину $a > a_k$ часть выступов с площадью η_n будет сжата на величину, большую $\epsilon_k = \frac{a_k}{h_{\max}}$, и, следовательно, будет находиться в состоянии пластической деформации. Другая часть выступов с площадью η_y деформируется упруго. Вся несительная площадь контакта, очевидно, составит:

$$\eta = \eta_n + \eta_y.$$

Деформация сжатия a_k , соответствующая переходу отдельного выступа из упругого в пластическое состояние, при весьма грубых допущениях определяется формулой

$$a_k = 5,35 (1 - \mu^2)^2 C^2 \rho \left(\frac{\sigma_T}{E} \right)^2, \quad (6-5)$$

где E — модуль упругости; μ — коэффициент Пуассона; ρ — радиус закругления неровности.

В формуле (6-5) учтено, что $q_m = C\sigma_T$.

Учитывая, что давление при упруго деформируемых выступах меняется от 0 до q_m , можно принять давление на упруго деформируемой площадке в среднем равным $1/2 q_m$. Тогда для $\epsilon \gg \epsilon_K$, что имеет место в большинстве случаев, в работе [Л. 145] получена следующая формула для относительного сближения:

$$\epsilon = \left(\frac{N}{S_H + C\sigma_T b} \right)^{\frac{1}{v}} + \frac{\epsilon_K}{2}. \quad (6-6)$$

После подстановки этого выражения в уравнение опорной поверхности (6-3) получается следующая формула для определения относительной фактической площади контакта:

$$\eta = \frac{N}{S_H C\sigma_T} + \frac{1}{2} \epsilon_K v b^{\frac{1}{v}} \left(\frac{N}{S_H C\sigma_T} \right)^{\frac{v-1}{v}}. \quad (6-7)$$

Подставляя значение ϵ_K в последнее уравнение, получим:

$$\eta = \frac{N}{S_H C\sigma_T} + 2,7 \frac{b^{\frac{1}{v}} \nu \rho}{h_{\max}} \left(\frac{1 - \mu^2}{E} \right)^2 (C\sigma_T)^{\frac{1+v}{v}} \left(\frac{N}{S_H} \right)^{\frac{v-1}{v}}. \quad (6-8)$$

Первое слагаемое в уравнениях (6-7) и (6-8) характеризует площадь, соответствующую пластической деформации микронеровностей, второе — выражает площадь упруго деформированных выступов.

Как показывают расчеты и экспериментальные исследования, для классов чистоты обработки не выше 8—9 величина ϵ_K весьма мала. Поэтому для определения площади фактического контакта при расчетах термического контактного сопротивления можно с некоторым приближением ограничиться первым слагаемым формул (6-7) и (6-8). Иными словами, для сравнительно грубо обработанных поверхностей контакт можно считать пластическим и определять фактическую площадь касания без учета волнистости по формуле (6-9), где коэффициент C принят равным трем, а предел текучести предельно наклепанного металла равным пределу прочности

$$\eta = \frac{S_\Phi}{S_H} = \frac{N}{3\sigma_B S_H}. \quad (6-9)$$

Следует отметить, что коэффициент $C=3$, полученный теоретически для идеально пластичного (не упрочняющегося) материала, для реальных материалов часто не оправдывается. В ряде случаев на практике среднее контактное давление превышает в 1,5—2 и более раз теоретические предельные значения. Так, например, при расчете площади фактического контакта для алюминия в некоторых работах используется значение коэффициента 3,5, для меди 5 и может быть значительно больше [Л. 146].

Как было отмечено выше, формула (6-9) справедлива лишь при отсутствии волнистости.

Основными параметрами волнистости являются шаг и высота волны. С точки зрения объема пустот и процента несущей поверхности высота профиля волны является определяющей.

В. М. Поповым [Л. 18] приведено сравнение волнистости с одинаковой высотой и разным шагом и наоборот (рис. 6-4). На рисунке представлены образцы профилограмм волнистых поверхностей. Сравнение кривых опорных поверхностей для образцов с профилями волнистости A и B , имеющими различный шаг волн h_1 и h_2 и почти одинаковую высоту волн H_v , показывает, что в зависимости от шага волны кривая опорной поверхности практически не меняется. Для меньшей высоты волны при том же шаге кривая опорной поверхности дает при том же сближении большую площадь фактического контакта, чем при большей высоте волны.

Итак, профили A и B , имея практически одинаковую высоту волн и разный шаг (приблизительно в 1,5 раза), дают близкие кривые опорных поверхностей, а профили A и C имеют резко отличную высоту волн и дают различные опорные кривые.

При контактировании волнистых поверхностей образуются контурные площадки касания, отстоящие друг от друга на расстоянии шага волны. Такие крупномасштабные концентрации пятен фактического контакта могут иметь самый разнообразный характер и места расположения. Поэтому при наличии ярко выраженной нерегулярности волнистости необходимо опытное определение контурных площадок касания.

В табл. 6-6 представлены основные типичные характеристики для некоторых видов обработки с нерегулярной волнистостью по данным [Л. 18, 147].

Характеристики образцов с волнистыми поверхностями

Вид обработки	Высота волн H_n , мкм	Шаг волн, мкм	Коэффициент заполнения профиля k	Примечание
Строгание	25	3250	0,452	Ярковыраженная нерегулярная волнистость по высоте
	24	3200	0,45	
	24	3400	0,5	
	20	3400	0,458	
	19	2750	0,412	
	19	3500	0,482	
	13	3200	0,5	
Шлифование	5	3000	0,5	
	5	3500	0,46	
	4	3000	0,463	
	3	4500	0,537	
	25	1600	0,483	
Шлифование	3,2	5000	0,44	Нерегулярная волнистость
	8	5500	0,5	
	6	4800	0,48	
Фрезерование	43	4500	0,49	
	15	2500	0,50	

При наличии регулярной сферической, эллиптической или цилиндрической волнистости контурная площадь может быть определена по формулам Герца.

Учитывая выдвинутое Н. Б. Демкиным [Л. 130] положение о том, что площадь касания сферических волн принципиально не отличается от результатов касания эллиптических волн, в обоих случаях для расчета площади фактического контакта можно использовать следующие зависимости.

При касании двух волнистых поверхностей со сферической волной при $E_1 = E_2$ и при $(1 - \mu^2) = 0,9$ можно пользоваться формулой

$$S_{\text{к.сф-сф}} = 2,38 \left(\frac{R_1 R_2 N n^{1/2}}{(R_1 + R_2) E} \right)^{2/3}. \quad (6-10)$$

При касании плоско-шероховатой и волнистой поверхностей

$$S_{\text{к.сф-пл}} = 2,38 \left(\frac{Rn^{1/2} N}{E} \right)^{2/3}. \quad (6-11)$$

При расчетах можно ограничиться приближенными значениями числа волн n , принимая при малых нагрузках $n \approx 3$, а при высоких $n \approx S_n/L_1 L_2$, где L_1 и L_2 — продольный и поперечный шаг волны.

При цилиндрической волнистости

$$S_{\text{к.цил-цил}} = 1,52 \left(\frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \frac{Nl}{E} \right)^{1/2}; \quad (6-12)$$

$$S_{\text{к.цил-пл}} = 1,52 \left(\frac{RNl}{E} \right)^{1/2}, \quad (6-13)$$

где $l = S_n/L$; L — шаг волны.

При рассмотрении длительного контакта необходимо считаться с реологическими явлениями, так как процесс контактирования двух поверхностей при продолжительном нагружении можно считать упруго вязким (т. е. не чисто пластическим или чисто упругим). Для этого случая сближение поверхностей выражается следующей зависимостью [Л. 148]:

$$\epsilon_\tau = \left[\epsilon_\infty^{v+1} - (\epsilon_\infty^{v+1} - \epsilon_0^{v+1}) e^{-\tau \frac{u_2(v+1)}{u_1} + v} \right]^{\frac{1}{v+1}}, \quad (6-14)$$

где ϵ_∞ — относительное сближение, устанавливающееся по окончании этапа взаимодействия; ϵ_τ — относительное сближение, определяемое временем действия нормальной нагрузки; ϵ_0 — относительное сближение при нулевом времени контакта; u_1 — скорость последействия; u_2 — скорость релаксации; v — параметр кривой опорной поверхности.

В соответствии с уравнением (6-3) можно записать:

$$\eta_\tau = b \epsilon_\tau^v.$$

При подстановке в это соотношение зависимости (6-14) получим:

$$\eta_\tau = b \left[\epsilon_\infty^{v+1} - (\epsilon_\infty^{v+1} - \epsilon_0^{v+1}) e^{-\tau \frac{u_2(v+1)}{u_1} + v} \right]^{\frac{v}{v+1}}. \quad (6-15)$$

Величина конечного сближения определяется по зависимости [Л. 141]

$$\epsilon_{\infty} = \left[\frac{N(v + \omega)}{S_H b H_M} \right]^{\frac{1}{v + \omega}}. \quad (6-16)$$

Анализ формул показывает, что в первый период времени ϵ_{τ} и η_{τ} быстро растут, а затем рост снижается и они стремятся к постоянным значениям. Параметры, входящие в зависимости (6-14) и (6-15), определены экспериментально для частных случаев контактирования, поэтому предложенная методика расчета имеет существенные ограничения.

Более удобная для практических расчетов формула предложена Ю. И. Костериным [Л. 149]. Она также устанавливает связь между напряжением и деформацией выступов во времени

$$\epsilon_{\tau} = \epsilon_{\infty} (1 - e^{-\delta \tau \rho}), \quad (6-17)$$

где ρ и δ — константы материала, характеризующие его способность к пластической деформации.

Следовательно,

$$\epsilon_{\tau} = \left[\frac{\rho(v + \omega)}{b H_M} \right]^{\frac{1}{v + \omega}} (1 - e^{-\delta \tau \rho}); \quad (6-18)$$

$$\eta_{\tau} = b \left[\frac{\rho(v + \omega)}{b H_M} \right]^{\frac{v}{v + \omega}} (1 - e^{-\delta \tau \rho})^v. \quad (6-19)$$

Константы ρ и δ определяются экспериментально. Для некоторых материалов они приведены в табл. 6-7 [Л. 18].

Кроме условий контактирования соприкасающихся поверхностей на величину термического сопротивления

Таблица 6-7

Константы ρ и δ для некоторых материалов
при различных температурах

Материал	ρ			δ		
	$t, ^\circ\text{C}$					
	20	100	200	20	100	200
ФК-16К	0,212	0,24	0,27	3,1	2,32	1,78
Д16Т	0,46	0,478	0,49	2,12	2,01	1,87
М2	0,32	0,36	0,384	2,5	3,36	2,14

*Толщина окисной пленки на поверхности образца
при комнатной температуре*

Подготовка образца	Толщина, Å	Время выдержки образца, ч
Отжиг	10—15	0,1
Механическая полировка	15—20	1
Светлый отжиг в водороде	30	300
Холодная прокатка	15—20	0,1
Механическая полировка	15—20	2,5
	25—35	264

контакта оказывает существенное влияние наличие поверхностных слоев и окисных пленок на контактирующих поверхностях.

Наши знания о природе образования и роста поверхностных пленок, об их прочностных свойствах и способности противостоять нагрузкам весьма ограничены. Известно, что на поверхности металла практически мгновенно образуется тонкий слой окиси толщиной 10 Å. Начальная фаза окисления связана с образованием на металлической поверхности окислов за счет хемосорбции атомов кислорода поверхностью металла. В дальнейшем окисление идет за счет внедрения атомов кислорода в решетку металла с образованием окислов, имеющих определенное кристаллическое строение.

Возможно образование двух видов окисных пленок. Первый вид образуется при комнатных температурах в обычных атмосферных условиях. Толщина таких пленок около нескольких ангстрем [Л. 150] (табл. 6-8).

Второй вид пленки возникает при повышенных температурах, когда толщина пленки может неограниченно возрастать.

При медленном окислении пленки сохраняют топографический рельеф поверхности металла, а при быстром искажают его. Тонкие пленки очень прочно связаны с основным металлом. По мере утолщения поверхностные пленки представляют собой соединения, обладающие малой пластичностью и большей твердостью, чем ниже лежащий металл. На алюминии, например, пленка достигает толщины 50—100 Å и состоит из Al_2O_3 , а при нагре-

Толщина окисной пленки на меди при различных температурах нагрева

Цвет побежалости	Толщина, Å	Цвет побежалости	Толщина, Å
Темный	190	Светло-синий	410
Светло-розовый	260	Желтый	760
Ярко-розовый	330	Оранжевый	980

вании алюминия до температуры 300—400° С толщина пленки может достигать 2000—3000 Å.

В табл. 6-9 приведены толщины пленки из куприта Cu_2O на меди при различных температурах по данным Ю. Р. Эванса [Л. 150].

Работа С. Г. Айбиндера и Э. Ф. Клоковой [Л. 151] по исследованию поведения гальванически нанесенных пленок, имитирующих окисные, при значительных нагрузках, обеспечивающих сцепление, показала, что если поверхностный слой, как и окислы, тверже и менее пластичен, чем нижележащий металл, то при некотором усилии и степени деформации этот слой начинает растрескиваться и разрушаться, причем симметрично на обеих поверхностях. Далее куски пленки движутся вместе с растекающимися вследствие деформации поверхностями. Между ними появляется свободный от загрязнения металл, по поверхности которого при соответствующем сближении и возникает сцепление. Величина деформации, при которой возникает сцепление, в первом приближении определяется соотношением твердости пленок и металла и тем меньше, чем больше это отношение.

Под влиянием механической обработки свойства материала поверхностных слоев также значительно изменяются. Характер этих изменений зависит от природы материала, метода и режима механической обработки. Причиной изменения поверхностного слоя являются пластические деформации и высокая температура, развивающаяся при трении. Искажение кристаллической решетки металла вследствие пластической деформации приводит к наклепу поверхностного слоя и повышению его твердости. Высокая температура поверхности приводит к образованию нитридов и карбидов, фазовым прев-

ращениям структуры и возникновению остаточных напряжений.

Поверхность твердого тела сохраняет свои ювенильные свойства лишь в условиях глубокого вакуума или в инертной среде. При соприкосновении с окружающей средой поверхность теряет свои ювенильные свойства в результате взаимодействия с атомами и молекулами среды, образуя на поверхности пленки окислов и адсорбированных газов.

Таким образом, поверхностный слой металла обычно состоит из следующих зон: адсорбированных газов, пленки окислов, зон термического воздействия и пластически деформированной зоны. Аномальность свойств тонких поверхностных слоев особенно заметно проявляется в твердости и теплопроводности металла, оказывающих наибольшее влияние на величину термического сопротивления контакта.

Так как адсорбент характеризуется относительно слабыми межмолекулярными связями, его наличие является фильтром для передачи энергии колебательных процессов. Фононы подслоя, имеющие более высокую частоту колебаний, чем адсорбент, не в состоянии преодолеть тонкий адсорбционный слой. Электроны металла также эффективно отражаются адсорбентом и сопутствующим оксидным слоем.

Можно предположить, что тепловой фильтр адсорбированных газов действует до тех пор, пока не появится местная усадка микровыступа. Так как чисто обработанные поверхности в контакте имеют менее деформированные микронеровности, влияние слоя адсорбированного газа и окислов для них должно быть более ощутимо.

В случае деформации микровыступов и последующего разрушения пленок окислов и адсорбированных газов атомы металла способны к реакции с адсорбированными газами, что может привести к скачкообразному снижению электрического и теплового сопротивления контакта.

В настоящее время отсутствуют надежные количественные и качественные опытные данные, показывающие влияние на термическое сопротивление контакта пленок окислов и адсорбированных газов, которые позволили бы учесть дополнительное термическое сопротивление в расчетах и дать практические рекомендации. Однако можно

утверждать, что при контактировании поверхностей с высокой чистотой обработки в среде воздуха их наличие может привести к существенным отклонениям величины термического сопротивления контакта от его расчетного значения.

6.2. ТЕРМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МЕСТ ФАКТИЧЕСКОГО КОНТАКТА

На основании имеющихся данных о шероховатой поверхности необходимо теперь перейти от модельных представлений к реальному тепловому контакту, т.е. выразить величины, входящие в уравнения (5-15) и (5-115), через характеристики механического контакта поверхностей — площадь фактического контакта, высоту и форму микровыступов шероховатости.

Рассмотрим вначале выражение для проводимости фактического контакта.

При построении модели контакта шероховатых поверхностей принималось, что площадь фактического соприкосновения образуется множеством круглых пятен контакта в среднем одинакового размера. Выделяя одно пятно касания с частью прилегающей поверхности и принимая последнюю за круг радиуса r_0 , эквивалентный по площади шестиугольнику, мы рассматривали этот круг как основание элемента. Поэтому величина $n_1 = 1/\pi r_0^2$ представляет собой число пятен контакта, приходящихся в единицу номинальной поверхности соприкосновения.

Следовательно,

$$\alpha_m = \frac{2a\bar{\lambda}_m}{\psi_t \psi_k} n_1, \quad (6-20)$$

т.е. проводимость фактического контакта есть суммарная проводимость отдельных пятен.

Вместе с тем $n_1 = \eta/\pi a^2$, откуда

$$\alpha_m = \frac{2\bar{\lambda}_m}{\pi a} \frac{\eta}{\psi_t \psi_k}. \quad (6-21)$$

Используя для ψ_t двучленное приближение по Ройссу [Л. 79], получим:

$$\alpha_m = \frac{2\bar{\lambda}_m}{\pi a \psi_k} \left(\frac{\eta}{1 - 1,41\eta^{1/2} + 0,3\eta^{3/2}} \right). \quad (6-22)$$

Теперь перейдем к оценке среднего размера пятна касания. Выше отмечалось, что размер контактных пятен слабо зависит от нормальной нагрузки и при обычных условиях сжатия может быть принят постоянным [Л. 130] (под площадью единичного пятна касания понимается площадка, образовавшаяся в результате деформации единичного выступа, имеющего размеры, характерные для данной поверхности).

Более того, многие эксперименты показывают, что средний размер пятен для различных материалов, таких как сталь, алюминий, медь, никель, уран, графит и др., приблизительно одинаков. Однако абсолютная величина среднего радиуса контактного пятна по данным различных авторов колеблется в довольно широких пределах. Так, по измерениям Н. Б. Демкина [Л. 130] для поверхности с чистотой обработки по 6—8-му классу средняя величина радиуса составляет 20—22 мкм. При этом автор отмечает, что при увеличении, которое давал микроскоп, отдельные группы пятен фиксировались как одно пятно. Его же измерения, выполненные другим методом, дают величину 5—8 мкм, а теоретический расчет — и еще меньше. В то же самое время по измерениям Е. М. Швецовой [Л. 132] эта величина составляет 77 мкм, а по измерениям Хольма [Л. 6]—35—60 мкм. В работе Бухотена и Ван-дер-Хелда [Л. 7] величина среднего радиуса, определенная из теплового эксперимента, оказалась равной 30 мкм.

Величина среднего радиуса пятна может быть определена при известной проводимости контакта в вакууме по формуле

$$a = \frac{2\lambda_m \eta}{\pi \alpha_m \psi_t \psi_k}. \quad (6-23)$$

Расчеты по этой формуле с использованием наших данных по проводимости контакта в вакууме, представленные в табл. 6-10, показывают, что величина среднего радиуса пятна контакта близка к 40 мкм.

Очевидно, что для окончательного суждения о величине пятна фактического контакта необходима постановка тщательных опытов в вакууме.

Чтобы правильно оценить величину термической проводимости мест фактического контакта, необходимо не только располагать данными по размеру и количеству

Средний размер радиуса контактного пятна

Контактная пара	1X18H9T—1X18H9T, ▽5	Д16—Д16, ▽4	Д16—Д16, ▽5	Нинобий—нинобий, ▽6
a , мкм	41,5	40	41,0	39,0

контактных пятен, а также их распределению по контактирующей поверхности, но и учесть влияние макронеровностей на сопротивление стягивания. К решению этой задачи можно подойти тремя различными способами:

1. Использовать в расчетах приведенное значение размера контактного пятна как функцию волнистости. При существовании корреляции между шероховатостью и волнистостью можно принять $a = \text{const}$, а волнистость не учитывать.

2. Учитывать в расчетах сопротивление двойного стягивания, т. е. размер пятна и волнистость принимать на основании тщательных измерений, а сопротивление фактического контакта вычислять как сумму двух сопротивлений макро- и микрообластей.

3. Считать размер контактного пятна величиной переменной и в расчетах учитывать взаимное влияние размеров и расположения контактных пятен на величину тепловой проводимости мест фактического контакта.

В соответствии с первым способом размер контактного пятна является условной величиной, не соответствующей его действительному значению. Предположим, что контактные пятна распределены по поверхности равномерно и их размер не зависит от нагрузки; тогда, определив его через тепловую проводимость контакта по формуле (6-23), получим размер (по нашим данным 40 мкм), в котором отражено влияние двойного стягивания.

Принимая в первом приближении величину радиуса контактного пятна равной 40 мкм, получаем следующие формулы для расчета термической проводимости фактического контакта:

для первоначального нагружения

$$\alpha_m = 1,6 \cdot 10^4 \frac{\lambda_m}{\psi_l \psi_k} \left(\frac{p}{3\sigma_B} \right); \quad (6-24)$$

для повторного нагружения

$$\alpha_m = 1,6 \cdot 10^4 \frac{\lambda_m}{\psi_f \psi_k} \left(\frac{p_{\text{макс}}^{1/3} p^{2/3}}{3\sigma_B} \right). \quad (6-25)$$

Для грубо обработанных поверхностей этот метод дает вполне удовлетворительные результаты. Однако при относительно высоких классах чистоты поверхностей возникают аномальные отклонения, которые трудно оценить, базируясь лишь на концентрации стягивания к микронеровностям. Это объясняется тем, что с увеличением чистоты обработки механический, а следовательно, и тепловой контакт становится все более и более чувствительным к волнистости, характер которой зависит от метода обработки материала контактирующих поверхностей и многих других факторов.

Клаузингом и Чао [Л. 152] рассмотрена задача определения термического сопротивления фактического контакта в соответствии со вторым способом, т. е. с учетом двойного стягивания. Эти авторы считают, что контактные пятна могут быть распределены равномерно только в том случае, если контактирующие поверхности абсолютно плоские или идеально сопрягаются друг с другом и остаются таковыми независимо от нагружения или других внешних воздействий. В действительности такого идеального контакта не существует, и, следовательно, имеются крупномасштабные макроскопические области контактирования.

Клаузинг и Чао при рассмотрении модели контактирования поверхностей разделяют номинальную площадь на две области: контактную и бесконтактную. Бесконтактная область, по их определению, есть часть контактной поверхности, на которой имеется малое число или вовсе нет микроскопических пятен контакта. Контактная область это часть контактной поверхности с высокой плотностью таких пятен. Размеры обеих областей соизмеримы, и общее сопротивление в вакууме состоит из двух последовательно соединенных сопротивлений: сопротивления, возникающего вследствие крупномасштабных макроскопических концентраций теплового потока R_L , и сопротивления, возникающего вследствие мелко-масштабных микроскопических концентраций потока тепла R_s .

Таким образом, тепловой поток сначала концентрируется у крупномасштабных контактных областей, затем

еще больше стягивается к микроскопическим контакт-ным пятнам в пределах макроскопической области, т. е. претерпевает двойное стягивание. Следовательно, общее контактное сопротивление R_t равно:

$$R_t = R_L + R_s.$$

На рис. 6-5 представлена схема контактирования двух цилиндров длиной L с одинаковыми радиусами b .

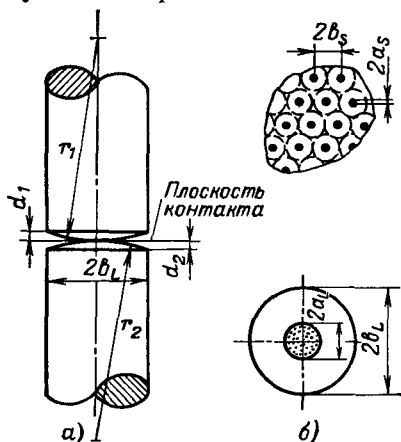


Рис. 6-5. Схема контактирования двух цилиндров со сферическими поверхностями.

Размер макроскопической контактной области определяется упругой деформацией контактирующих тел. В этом случае неплоскостность торцевых поверхностей представлена, как это показано на рис. 6-5, в виде скруглений по сферам с радиусами r_1 и r_2 . Рассматриваются сферы достаточно больших радиусов, для которых справедливо следующее равенство:

$$\frac{d_i}{b_L} \approx \frac{b_L}{2r_i}.$$

Макроскопическая область контакта в этом случае будет кругом с радиусом a_L . Если предположить, что размер L велик по сравнению с b_L , контактирование происходит по всей макроскопической области идеально, тепловой поток через все внешние поверхности тел (кроме макроскопической области) равен нулю, то можно использовать решение Ройсса, в соответствии с которым тепловое сопротивление можно выразить зависимостью

$$R_L = \frac{\psi}{2a_L \lambda}. \quad (6-26)$$

При изменении $x_L = a_L/b_L R_L$ от 0 до 1 ψ изменяется от 1 до 0, следовательно, сопротивление зависит не только от физической природы контакта, но также и от геометрии контактирующих тел.

Необходимо отметить, что решение Ройсса получено в предположении, что L велико по сравнению с b_L . Методом гидравлической аналогии [Л. 152] установлено, что зависимость (6-26) хорошо согласуется с моделью при больших значениях L/b_L и посредственно — при значениях $L/b_L < 0,6$.

Приведя формулу (6-26) к безразмерному виду и выразив зависимость от нагрузки через соотношение Герца для упругого контактирования двух шаров с радиусами r_1 и r_2 , Клаузинг и Чао получили выражение:

$$\frac{\alpha_L b_L}{\lambda} = A_1 p_a^{1/3} + A_2 p_a^{2/3} + \dots, \quad (6-27)$$

где A_1, A_2 — коэффициенты, не зависящие от p_a .

Полученное уравнение показывает сильную нелинейность зависимости проводимости макроконтakta от нагрузки (при малых значениях нагрузки). При больших нагрузках эта зависимость становится почти линейной, что отмечалось многими исследователями.

Определяя термическое сопротивление микроскопических контактных пятен, Клаузинг и Чао [Л. 152] вводят обычные допущения о независимости от давления размера контактных пятен и равномерном их распределении, но не по номинальной, а по контурной поверхности контактирования. Используя уравнение (6-26), эти авторы получили зависимость

$$\alpha_s = \frac{1}{R_s A_a} = \frac{2p_a \lambda}{\pi H \xi a_s \psi}, \quad (6-28)$$

где H — микротвердость; ξ — коэффициент пропорциональности между p_a и H .

Сравнивая расчетные значения проводимости макроскопических и микроскопических областей контакта для образцов из различного материала (латунь, нержавеющая сталь, магний и алюминий) при различных нагрузках, Клаузинг и Чао приходят к выводу, что термическое сопротивление макроскопических областей контакта сильно превалирует над сопротивлением микроскопических областей.

В отличие от большинства исследователей, принимающих, что пятна контакта одинаковы по размеру и равномерно распределены по номинальной площади контактирования, Гринвуд [Л. 153], рассматривая электрический контакт, допускает расстояние между пятнами

ми и их размеры переменными, т. е. рассматривает сопротивление фактического контакта в соответствии с третьим подходом к решению задачи. Им показано, что в зависимости от размера пятен, расстояния между ними и равномерности их расположения сопротивление определяется суммой параллельных сопротивлений микроконтактов и членом взаимодействия, а не числом и размерами индивидуальных контактов.

Используя пропорциональность между тепловыделением и сопротивлением контактных пятен, Гринвуд получил зависимость для определения сопротивления контакта

$$R = \frac{\rho}{2\Sigma a_i} + \frac{\rho}{\pi} \left(\sum_{i \neq j} \sum \frac{a_i a_j}{s_{ij}} \right) / (\Sigma a_i)^2, \quad (6-29)$$

где s_{ij} — расстояние между контактными пятнами.

Если предположить, что корреляция между размером контактного пятна и его месторасположением отсутствует, в первом приближении можно индивидуальные радиусы при двойном суммировании заменить их средним значением. Тогда

$$R \sim \frac{\rho}{2\Sigma a_i} + \frac{\rho}{\pi n^2} \sum_{i \neq j} \sum \frac{1}{s_{ij}}. \quad (6-30)$$

Это выражение справедливо, если размеры контактных пятен одинаковы и могут меняться, но не зависят от их месторасположения.

Первый член в уравнениях (6-29) и (6-30) является обычным выражением сопротивления параллельных контактных пятен независимо от их местоположения, второй член выражает взаимодействие между пятнами, причем в формуле (6-29) этот член включает положение и размеры пятен, а в формуле (6-30) он зависит только от их положения.

Анализ этих зависимостей и численные расчеты показали, что формула (6-30) дает небольшую погрешность, не превышающую 2—3%, что вполне приемлемо для практического использования.

Если ввести средний радиус контактного пятна $\bar{a}$, уравнение (6-30) примет вид:

$$R = \frac{\rho}{2n\bar{a}} + \frac{\rho}{\pi n^2} \sum_{i \neq j} \sum \frac{1}{s_{ij}}. \quad (6-31)$$

На основании формулы (6-31) можно получить зависимость для определения сопротивления любой комбинации контактных пятен. Например, для комбинации, включающей большое число пятен, равномерно распределенных на площади в пределах круга радиуса α , сумма всех взаимных расстояний будет $16n^2/3\pi\alpha$. Тогда

$$R = \rho \left(\frac{1}{2n\alpha} + \frac{16n^2}{3\pi^2\alpha} \right). \quad (6-32)$$

Так как $16/3\pi^2 = 0,5404$, зависимость (6-32) может быть приведена к формуле Хольма

$$R = \rho \left(\frac{1}{2n\alpha} + \frac{1}{2\alpha} \right). \quad (6-33)$$

Обе зависимости правильно отражают физическую сущность явления с той лишь разницей, что формула (6-32) справедлива, когда собственное сопротивление имеет доминирующее значение. Это можно проверить, если принять, что контактные пятна покрывают площадь круга, размер их меняется, а расположение остается неизменным.

Расчеты показали, что при уменьшении собственного сопротивления $\frac{1}{2n\alpha}$ изменяется взаимодействие

$$R - \left(\frac{1}{2n\alpha} \right).$$

При значении собственного сопротивления, большем взаимодействия, последнее приблизительно соответствует величине $(\pi n^2)^{-1} \sum \sum s_{ij}^{-1}$, а при уменьшении собственного сопротивления оно также уменьшается почти до величины $3\pi^2/32$, соответствующей переходу от формулы (6-32) к формуле (6-33).

Несмотря на то, что взаимодействие изменяется незначительно, важно правильно оценить его абсолютную величину, когда оно является преобладающим членом общего сопротивления. Так как член взаимодействия стремится к значению $3\pi^2/32$, рекомендуется уравнение (6-30) представить в виде

$$R = \rho \left(\frac{1}{2\sum a_i} + \frac{3\pi}{32n^2} \sum \sum \frac{1}{s_{ij}} \right). \quad (6-34)$$

Для примера Хольма уравнение (6-34) переходит в (6-33). Таким образом, уравнение Хольма позволяет практически оценить величину взаимодействия при условии, если мы можем определить величину «радиуса Хольма» α .

Это можно сделать, если исследовать различные группы контактных пятен, для которых α подсчитаны по выражению

$$\alpha = \left(\frac{2R}{\rho} - \frac{1}{\Sigma a_i} \right)^{-1}. \quad (6-35)$$

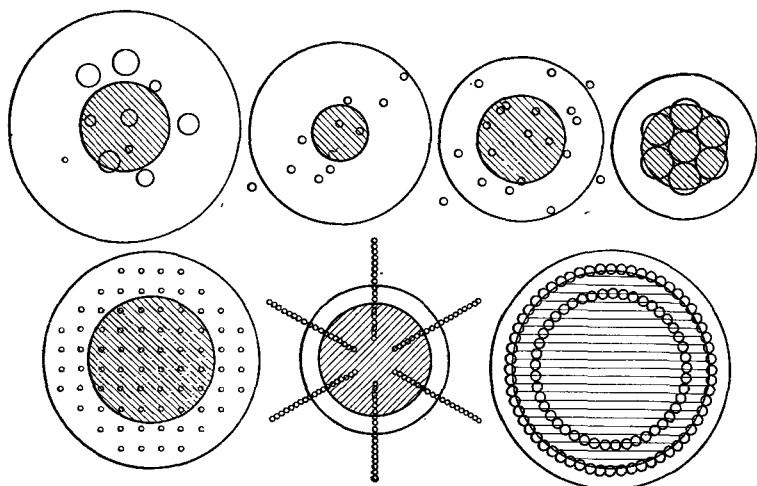


Рис. 6-6. Примеры групп контактных пятен и соответствующих радиусов Хольма. Заштрихованная площадь эквивалента по сопротивлению группе контактных пятен.

На рис. 6-6 приведены примеры таких групп пятен и их радиусы Хольма. На рисунке видно, что группы с небольшим числом плохо организованных контактных пятен имеют большой радиус Хольма. При увеличении числа пятен радиус Хольма становится физически более ощутимым, причем мало изменяется при заполнении группы, так как член взаимодействия в формуле сопротивления не зависит от числа контактных пятен.

На рис. 6-7 приведены примеры плотно упакованных групп, из которых видно, что радиус Хольма не явля-

ется огибающей контактных пятен. Таким образом, сопротивление хорошо заполненных групп контактов может быть выражено зависимостью

$$R = \rho \left(\frac{1}{2n\alpha} + \frac{1}{2\alpha} \right),$$

где α — радиус Хольма для группы, определяемый выражением

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{3\pi}{16n^2} \sum \sum \frac{1}{s_{ij}}.$$

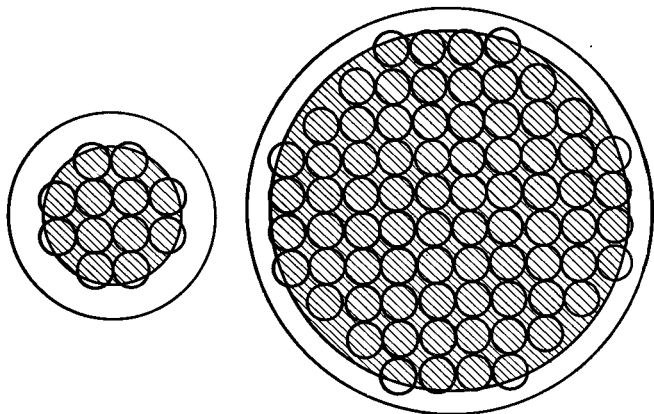
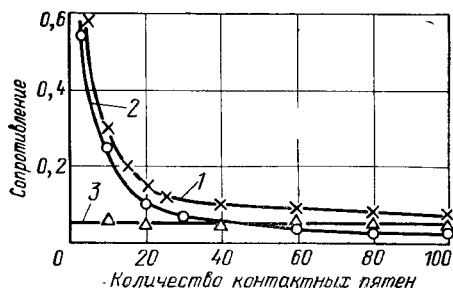


Рис. 6-7. Группы плотно упакованных контактных пятен.

На рис. 6-8 показано, как изменяются сопротивление (в относительных величинах) и его составляющие в зависимости от увеличения количества контактных пятен. При количестве контактных пятен около 50 собственное

Рис. 6-8. Изменение составляющих сопротивления.

1 — общее сопротивление;
2 — собственное сопротивление;
3 — взаимодействие.



сопротивление становится равным взаимодействию и затем медленно уменьшается, так как дальнейшее увеличение контактных пятен увеличивает реальную площадь контакта без значительного уменьшения сопротивления.

Хсие и Тулукияном [Л. 154] также принята модель переменной величины контактного пятна, на основе которой ими сделана попытка получить аналитическое выражение для проводимости контакта.

Рассматривалась модель шероховатой поверхности в виде набора круглых прямых конусов, с одинаковыми углами при вершине, высота которых подчинялась нормальному закону распределения. Принималось, что упруго-пластическая деформация выступов — вершина



Рис. 6-9. Модель шероховатой поверхности.

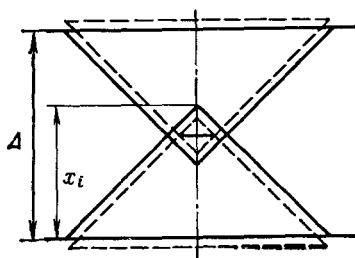


Рис. 6-10. Схема упруго-пластической деформации микро-неровностей.

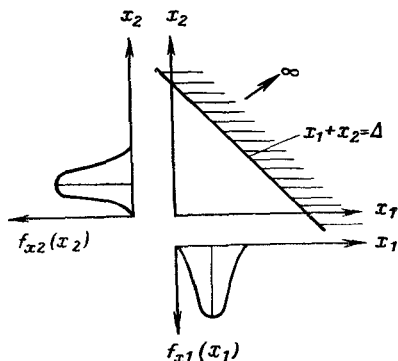


Рис. 6-11. Диаграмма контактирования поверхностей.

шероховатости деформируется пластически, а основание — упруго. На рис. 6-9 представлена модель шероховатой поверхности, на которой все основания микро-неровностей лежат в одной плоскости.

Радиус контактного пятна выражается следующей зависимостью:

$$\bar{a} = h_i \operatorname{tg} \gamma \left(\frac{p}{3\sigma_T} \right)^{1/2}, \quad (6-36)$$

где $h_i = (h_1^2 + h_2^2)^{1/2}$ — средняя шероховатость для двух поверхностей; σ_T — предел текучести; $\gamma = \frac{2}{3} \pi$; p — контактное давление.

На рис. 6-10 представлена модель упруго-пластической деформации микронеровностей. Если сумма высот x_i больше, чем расстояние между базовыми плоскостями, то происходит деформация вершин. Окончательное положение выступов после упруго-пластической деформации показано на рис. 6-10 штрихами.

Используя вероятность распределения выступов микронеровностей, контактирование двух шероховатых поверхностей можно выразить диаграммой (рис. 6-11), в соответствии с которой положение контактных точек при деформировании микронеровностей определяется полуплоскостью справа от линии $x_1 + x_2 = \Delta$, где Δ — расстояние между базами. Высота выступов здесь рассматривается как произвольная независимая переменная.

На основании приведенной модели авторами [Л. 154] получены сложные аналитические выражения для контактного давления и тепловой проводимости контакта в зависимости от механических характеристик поверхностей. Результаты анализа теоретических расчетов и экспериментальных данных показали, что более правильно считать величину радиуса контактного пятна переменным, чем постоянным.

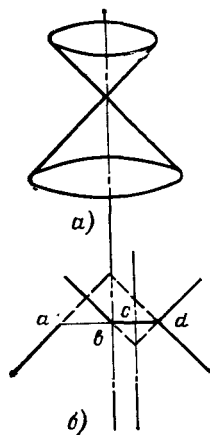


Рис. 6-12. Идеальная (а) и реальная (б) формы контактирования микронеровностей.

Авторы [Л. 154], кроме того, пришли к выводу, что действительное соприкосновение выступов шероховатости происходит не по осям, как это показано на рис. 6-12, а, а при некотором смещении (рис. 6-12, б). Одна-

ко в связи с равновесным состоянием контакта перемещение одной поверхности по отношению к другой не влияет на тепловую проводимость при той же площади фактического контактирования.

Как показывает анализ теоретических работ, все предлагаемые методы расчета проводимости мест фактического контакта основаны на упрощенных моделях, не всегда соответствующих действительному механизму контактной проводимости. Это вполне оправдано, так как введение определенных моделей, т. е. идеализация тепловых и механических процессов в контакте, дает возможность применить относительно точные методы исследования.

Трудность исследования проводимости контакта заключается не только в определении фактической площади контакта, но и в том, что в большинстве случаев отсутствует необходимая воспроизводимость между последующими нагружениями на одних и тех же исследуемых образцах. Поэтому проблема заключается не столько в математической формулировке описания процессов, сколько в невозможности для экспериментаторов изготовить тип поверхности, описываемой той или иной математической моделью. Тем не менее модельное представление процессов при контактном теплообмене, если оно даже не точно соответствует действительной физической картине, дает возможность получить относительно надежные методики расчета.

При разработке методики расчета тепловой проводимости мест фактического контакта практически все авторы отталкиваются от модели единичного пятна при контактировании двух полуограниченных тел и получают известное выражение

$$\alpha_m = 2\lambda a. \quad (6-37)$$

С целью учета влияния расстояния между пятнами на величину проводимости мест фактического контакта рассматривают контактирование двух цилиндров с одним пятном касания и вводят в зависимость (6-37) коэффициент стягивания. Большинство исследователей используют в качестве коэффициента стягивания приближенное решение Ройсса [Л.79]. Другим путем получено выражение для тепловой проводимости мест фак-

тического контакта, предложенное Четынкалом и Фишенденом [Л.12]:

$$\alpha_{\Phi} = \frac{\pi a \lambda}{\operatorname{arctg} \left[\frac{r-a}{a} \right]}.$$

Однако для a , малых по сравнению с r , это выражение также сводится к общепринятой формуле (6-37). Следует отметить, что выражение Четынкала и Фишендена носит приближенный характер и при больших нагрузках дает заметную погрешность в сторону завышения сопротивления.

С целью оценки площади фактического контакта применяют различные формы твердости, но никем не ставится под сомнение, что во время изготовления поверхностей происходит упрочнение микронеровностей. Боуден и Тейлор [Л.137] считают, что после упрочнения микронеровностей зависимость S_{Φ} от p становится линейной (из теории упругости следует, что эта зависимость должна быть степенной с показателем степени, меньшим единицы).

Результаты исследования Леминга [Л.78] показали, что твердость микронеровностей в процессе контактирования может быть переменной, а именно при уменьшении контактной нагрузки эффективная твердость металла микронеровностей увеличивается. С целью контроля числа точек, участвующих в контакте, им были испытаны пары, имеющие поверхность с регулярным шагом выступов. Такие выступы были получены путем однократной проходки резца на поперечнострогальном станке. Образцы приводились в контакт при расположении выступов под различными углами, так что при известном шаге выступов можно было определить общее число возможных пятен контакта. Использовались образцы с различным шагом обработки, что позволяло изменять число контактных пятен в широких пределах. Результаты экспериментов показали, что измеренная тепловая проводимость пары таких поверхностей была значительно меньше рассчитанной на основе идеализированной модели стягивания через круглое пятно контакта.

Леминг считает, что расхождение может быть объяснено следующими причинами: не все контактные пятна круглые; не все пятна одного размера; если при

контактировании поверхности внедряются, то площадь фактического контакта будет больше, чем проекция площади, принимаемая при расчете.

Аналогичные, но более тщательные исследования были проведены А. Вильямсом [Л.155], которые показали, что тепловая проводимость через контактные пятна пропорциональна числу пятен $\alpha \sim n^m$ (для $1 \leq n \leq 300$), однако значение m не является постоянным и равным 0,5, как предполагалось теоретически, а меняется в зависимости от нагрузки. Для больших значений n (около 300) m начинает быстро снижаться и при $n = 100$ $m = 0,3$.

Автор подтверждает предположение Леминга о том, что при контактировании шероховатых поверхностей с изменением нагрузки на индивидуальные микронеровности изменяется их эффективная твердость.

Ряд экспериментов А. Вильямса проведен с поверхностями, выступы которых имеют различные углы. Было установлено, что с увеличением угла становится значительно труднее получить параллельные вершины выступов и уменьшается их осевое перемещение под нагрузкой. Эти два фактора ведут к неполному контактированию, в то время как проводимость при увеличении угла выступов улучшается.

Опыт показывает, что наибольшие расхождения при определении площади фактического контакта появляются в тех случаях, когда соприкасаются поверхности с высокой чистотой обработки, так как существенную роль приобретает волнистость поверхностей.

С целью определения величины проводимости мест фактического контакта, по-видимому, можно идти по любому из трех выше рассмотренных путей, так как ни один из них не исключает других. Несмотря на физические противоречия, связанные с вопросом постоянного или переменного размера пятна контакта, в конечном счете, принимая для удобства расчета, что радиус контактного пятна постоянен, а изменение площади фактического контакта происходит исключительно за счет изменения их количества, мы не далеко уходим от истинной картины и имеем возможность получить простые и надежные методы расчета. Кстати, даже Гринвуд [Л.153], полагающий размер контактного пятна переменным, считает, что пропорциональность между S_f и p является следствием относительного постоянства

ва среднего размера контактного пятна и изменения их количества.

Использованный нами феноменологический метод позволяет определить только ту часть термического сопротивления фактического контакта, которую мы называем сопротивлением «стягивания» и которая обусловлена дискретным характером реального контакта.

Однако различие свойств соприкасающихся поверхностей может быть причиной возникновения второй составляющей фононного термического сопротивления контакта R_0 . Наличие R_0 , подробно рассмотренное В. С. Новиковым [Л.156], связано с фактором пропорциональности потока тепла градиенту температуры на расстояниях, меньших средней длины свободного пробега фононов. При этом поверхность раздела сокращает тепловой поток для данной разности температур пропорционально энергетическому коэффициенту прохождения носителей через границу раздела.

П. Л. Капицей в 1941 г. было отмечено необычное протекание теплообмена между твердым телом и жидким гелием, сопровождающееся наличием температурного скачка на границе раздела. Большое тепловое сопротивление на границе раздела обусловлено сильным различием в скоростях звука в твердом теле и жидком гелии. Поэтому переход фононов через границу возможен только в небольшом диапазоне углов их падения, в котором могут выполняться законы сохранения энергии и импульса. По аналогии с «эффектом Капицы» можно считать, что величина фононного термического сопротивления контакта будет существенна, если плотности и упругие свойства соприкасающихся тел сильно различаются и тепловые сопротивления самих тел малы по сравнению с R_0 . Если плотность и скорость звука в соприкасающихся твердых телах совпадают, то R_0 отсутствует.

На рис. 6-13 показано распределение температуры в зоне контакта при наличии фононного термического сопротивления.

Фононное тепловое сопротивление контакта двух твердых тел $R_0 = \left(\frac{Q}{\delta T}\right)^{-1}$ определяется соотношением между их плотностями, скоростями звука и акустическим сопротивлением, причем с понижением температуры оно растет по кубическому закону.

В. С. Новиковым [Л.156] получено приближенное аналитическое выражение для Q , определяющего фоновое термическое сопротивление контакта:

$$Q = \frac{4\pi^4}{15} (F_0 + F_1 + F_2) \theta^3 \delta T, \quad T \ll \theta;$$

$$Q = \frac{1}{3} (F_0 + F_1 + F_2) \theta^3 \delta T, \quad T \gg \theta,$$

причем $E_0 = F_0 J_0 T^4$; $E_1 = F_1 J_0 T^4$; $E_2 = F_2 J_0 T^4$, где E — плотность фононного потока энергии через контакт; E_0 — энергия продольной волны; E_1 и E_2 — энергия поперечных волн (различно поляризованных); J_0 — интеграл, известный из теории кристаллов, при низких температурах ($T \ll \theta$) $J_0 = \pi^4/15$, при высоких температурах ($T \gg \theta$) $J_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{\theta}{T} \right)^3$; F_0 , F_1 и F_2 — сложные функции свойств тел и условий падения фононов.

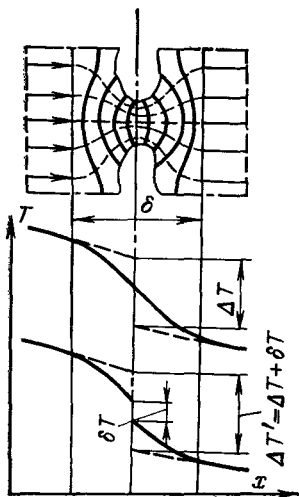


Рис. 6-13. Модель распределения температуры в контакте с фононным термическим сопротивлением.

Если результаты В. А. Литтла [Л. 157] были представлены в виде графиков для некоторых значений отношений коэффициентов Пуассона соприкасающихся твердых тел, то формула В. С. Новикова является более универсальной.

Однако фононное термическое сопротивление контакта может иметь практическое значение лишь в отдельных специальных случаях, например при контактировании диэлектрических пленок.

6.3. ТЕРМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ГАЗОВОГО ЗАЗОРА

Если ввести понятие эффективной толщины газового зазора δ_z , то при оценке теплового сопротивления контакта возможен подход со статистическим описанием параметров шероховатости контактирующих поверхностей.

Предположим, что контактирующие поверхности 1 и 2 имеют случайное хаотическое распределение шероховатостей, т. е. могут рассматриваться как плоскость с выступами и углублениями, распределенными по закону Гаусса со стандартными отклонениями δ и $f\delta$, где $f > 0$. Тогда для поверхности 1 высота неровностей h_1 подчиняется нормальному распределению со средним значением $\bar{h}_1$ и стандартным отклонением σ , а для поверхности 2 соответственно высота неровностей h_2 подчиняется нормальному распределению со средним значением $\bar{h}_2$ и стандартным отклонением $f\sigma$.

Когда обе поверхности соприкасаются между собой, сумма высот каждой пары противостоящих выступов $(h_1 + h_2)$ имеет нормальное распределение со средним значением $(\bar{h}_1 + \bar{h}_2)$ и стандартным отклонением $\sigma(1 + f^2)^{1/2}$.

Если предположить, что размеры выступов на каждой поверхности колеблются в пределах $(\bar{h}_1 \pm 3\sigma)$ и $(\bar{h}_2 \pm 3f\sigma)$, то можно вычислить вероятность того, что выступы определенной высоты на одной поверхности будут противостоять выступам соответствующей высоты на другой поверхности, и сделать это для всего диапазона высот. Можно также определить среднюю высоту контактирующих выступов и среднее расстояние между несоприкасающимися выступами, т. е. среднее значение газового зазора.

Для того чтобы определить вероятность встречи выступов любой заданной высоты, необходимо весь диапазон распределения высот разбить на ряд дискретных групп, так чтобы все значения h_1 и h_2 внутри данной группы можно было принять за центральное значение высоты в этой группе. Так, например, если принять, что некоторые высоты выступов первой поверхности попали в дискретную группу шириной $0,2\sigma$ (рис. 6-14), то лю-

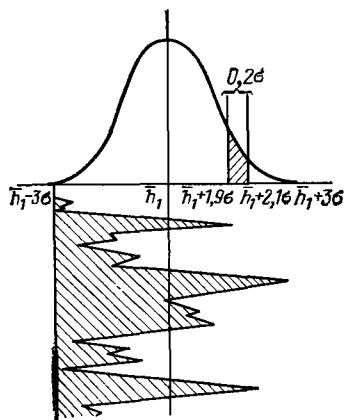


Рис. 6-14. Распределение высот шероховатой поверхности.

бой выступ внутри группы от $(\bar{h}_1 - 1,9\sigma)$ до $(\bar{h}_1 + 2,1\sigma)$ берется как $(\bar{h}_1 + 2,0\sigma)$.

Вероятность $P\{\bar{h}_1 + 1,9\sigma < h_1 < \bar{h}_1 + 2,1\sigma\}$ будет равна:

$$P = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{\bar{h}_1 + 1,9\sigma}^{\infty} \exp\left(-\frac{(h_1 - \bar{h}_1)^2}{2\sigma^2}\right) d(h_1) - \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{\bar{h}_1 + 2,1\sigma}^{\infty} \exp\left(-\frac{(h_1 - \bar{h}_1)^2}{2\sigma^2}\right) d(h_1). \quad (6-38)$$

Таким образом, если известна местная толщина зазора, то эффективная толщина может быть представлена как величина, обратная средней величине обратных значений толщины зазора:

$$\frac{1}{\delta_s} = \frac{1}{F} \int_F \frac{dF}{\delta(F)}, \quad (6-39)$$

где F — площадь распределения шероховатостей.

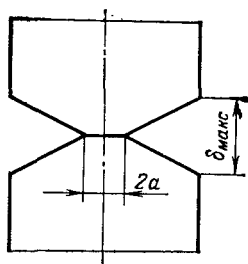


Рис. 6-15. Контактный элемент.

Однако кроме определения эквивалентной толщины газового зазора в условиях контактной задачи необходимо учитывать ту особенность, что при приближении к пятну контакта толщина зазора стремится к нулю. В этой области длина свободного пробега молекул газа, заполняющего зазор, становится соизмеримой с линейным размером δ_i и, следовательно, необходимо учитывать эффект Смолуховского, т. е. наличие температурных скачков на поверхностях. Закон Фурье в этом

случае записывается следующим образом:

$$q = \frac{\lambda_s \Delta T}{\delta_i + l_1 + l_2},$$

где l_1 и l_2 — дополнительные расстояния (по толщине слоя), соответствующие скачкам температуры при теплопроводности λ_s . Таким образом, эффективная толщина

прослойки увеличивается, что равносильно уменьшению теплопроводности среды.

Согласно молекулярно-кинетической теории [Л. 158]

$$l = \frac{2 - \xi}{\xi} \frac{2}{Pr} \frac{c_p / c_v}{(c_p / c_v) + 1} \Lambda,$$

где ξ — коэффициент аккомодации, Λ — длина свободного пробега. Если коэффициент аккомодации для обеих поверхностей одинаков, то $l_1 = l_2$.

С учетом изложенного формула для определения эквивалентной толщины контактного зазора приобретает вид:

$$\frac{1}{\delta_3} = \frac{1}{F} \int_F \frac{dF}{\delta(F) + 2l}.$$

Таким образом, эквивалентная толщина контактного зазора зависит от соотношений δ_i и l . Введем, как это сделано в работе [Л. 68], относительные величины $X = \delta_{\max} / 2l$ и $Y = \delta_{\max} / \delta_3$. Тогда для конусообразного выступа контактного элемента (рис. 6-15) (в случае, если площадью πa^2 пренебречь) получим:

$$Y = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \frac{\rho d\rho}{\frac{\delta(\rho)}{\delta_{\max}} + \frac{1}{X}} = 2 \left[1 + \frac{1}{X} \ln(1+X) \right].$$

При $X \rightarrow \infty$, что соответствует случаю, когда дискретностью среды можно пренебречь (число Кнудсена $K_n \rightarrow 0$), $Y = 2$ или $\delta_3 = \frac{1}{2} \delta_{\max}$. Таким образом, если форма выступов близка к конической, то эквивалентная толщина зазора равна половине высоты выступа.

Найдем теперь соответствующее выражение δ_3 для реального контакта. Для этой цели воспользуемся описанной выше кривой опорной поверхности, которая определяется видом обработки контактирующих поверхностей. На рис. 6-16 представлены экспериментальные кривые опорной поверхности, типичные для трех видов обработки и соответствующие трем различным формам выступов шероховатости [Л. 130]. Для аналитического описания этих кривых предлагались различные форму-

лы, недостаток которых заключался в том, что они или недостаточно точно описывали кривые или были неудобны для расчетов.

Как показал Грубер [Л. 129], при нормальном (по закону Гаусса) распределении вершин выступов шероховатости по высоте кривая опорной поверхности может быть выражена зависимостью

$$\eta = \varepsilon^3 (10 - 15\varepsilon + 6\varepsilon^2), \quad (6-40)$$

которая хорошо совпадает с опорной кривой для шлифованных поверхностей (соответственно кривые 4 и 2 на рис. 6-16).

Удачная аппроксимирующая функция была предложена в [Л. 11] Она имеет вид:

$$\eta = [1 - (1 - \varepsilon)^2] \quad (6-41)$$

и лучше соответствует опорной кривой для поверхностей, обработанных точением, строганием или фрезеровкой (кривые 5 и 3 на рис. 6-16).

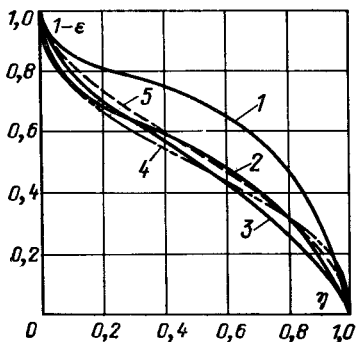


Рис. 6-16. Кривые опорных поверхностей.

1 — полирование; 2 — шлифование; 3 — точение, строгание, фрезеровка, расточка; 4 — расчет по уравнению (6-40); 5 — расчет по уравнению (6-41).

Воспользуемся этими уравнениями для дальнейших расчетов. Так как кривая опорной поверхности учитывает распределение выступов по высоте, то при использовании ее для определения эффективного зазора учитываются и незамкнувшиеся контакты, под которыми мы подразумеваем встречные выступы, отстоящие друг от друга на расстояниях значительно меньших их высоты.

В относительных величинах эквивалентная толщина зазора будет:

$$Y = \int_0^1 \frac{d\eta}{\varepsilon + 1/X}.$$

Интегрирование этого выражения с использованием уравнений (6-40) и (6-41) соответственно дает:

$$Y_1 = \frac{5}{2} - \frac{10}{X} - \frac{45}{X^2} - \frac{30}{X^3} + 30 \left(\frac{1}{X^4} + \frac{2}{X^3} + \frac{1}{X^2} \right) \times \\ \times \ln(1+X); \quad (6-42)$$

$$Y_2 = \frac{10}{3} + \frac{10}{X} + \frac{4}{X^2} - 4 \left(\frac{1}{X^3} + \frac{3}{X^2} + \frac{2}{X} \right) \ln(1+X). \quad (6-43)$$

Для опорной кривой I (рис. 6-16), соответствующей полированным поверхностям, в результате подбора аппроксимирующих функций по участкам и последующего интегрирования получено следующее уравнение:

$$Y_3 = 2 + \frac{11,37}{X} \ln \frac{1}{1+0,3X} + 2 \ln \frac{1+X}{1+0,3X} - \frac{2}{X} \ln \frac{1+0,3X}{1+X}. \quad (6-44)$$

Зависимости (6-42)—(6-44) представлены графически на рис. 6-17. Их анализ показывает, что во всех случаях при малых X , когда проявляется дискретность среды, $Y \rightarrow X$ или $\delta_0 \rightarrow 2l$, т. е. в этом случае передача тепла через зазор, заполненный газообразной средой, осуществляется только за счет свободномолекулярной теплопроводности и излучения. При $X \rightarrow \infty$, когда среда рассматривается как континуум, величины $Y_{1,2,3}$ соответственно стремятся к значениям

$$Y_1 \rightarrow \frac{5}{2}; \quad Y_2 \rightarrow \frac{10}{3} \text{ и } Y_3 \rightarrow 4,41.$$

Принимая за максимальную ширину зазора при одинаковой чистоте обработки поверхностей величину $h_0 = 2h_{\text{ср}}$, где $h_{\text{ср}}$ — средняя высота выступов шероховатости, определяемая классом чистоты обработки, получим:

$$\delta_{\Sigma 1} = 0,8h_{\text{ср}}; \quad \delta_{\Sigma 2} = 0,6h_{\text{ср}} \text{ и } \delta_{\Sigma 3} = 0,45h_{\text{ср}}.$$

В более общем случае в эти выражения необходимо подставлять $h = h_0(1-\varepsilon)$, где ε — относительное сближение поверхностей при приложении нормальной нагрузки.

Однако в большинстве случаев при нагрузках не более $(100 \div 200) 10^5$ Па величина относительного сближения невелика, особенно при повторных нагружениях, и ею можно пренебречь. Кроме того, беря в расчет не максимальную, а среднюю высоту выступов шероховатости, мы как бы учитываем первоначальное обжатие поверхностей и рассматриваем случай повторных нагружений, с

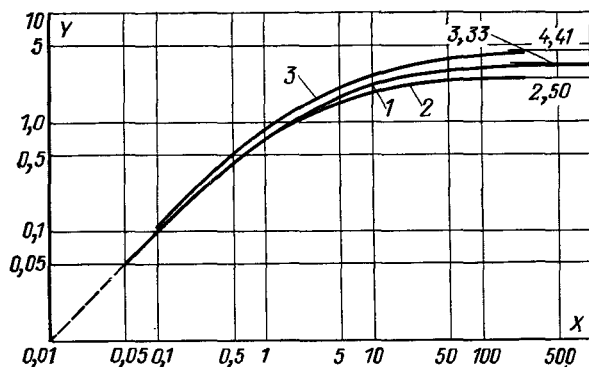


Рис. 6-17. Расчетные значения относительной величины зазора.

1 — по уравнению (6-63); 2 — по уравнению (6-42); 3 — по уравнению (6-44).

которым обычно и встречаются на практике (при распределении неровностей по высоте по закону Гаусса $h_{\text{макс}} \approx \approx 5R_a$, где R_a — среднеарифметическое отклонение профиля, определяемое классом чистоты).

Многочисленные исследования жесткости стыков показывают, что при повторных нагружениях относительное сближение поверхностей значительно уменьшается по сравнению с первоначальным. Так, например, по данным [Л. 130] эти сближения для поверхностей, обработанных по 4-му классу, отличались на порядок.

В случае необходимости величина относительного сближения может быть рассчитана по имеющимся формулам [Л. 130]. Однако следует учитывать, что с ростом нагрузки проводимость металлического контакта возрастает и в дальнейшем становится доминирующей. В этих условиях незначительное изменение толщины зазора не может оказать заметного влияния на общую

проводимость контакта. Поэтому в дальнейшем величина эквивалентной толщины зазора принимается постоянной.

Если воспользоваться данными табл. 6-11, то можно указать значения δ_a , соответствующие тому или иному классу чистоты обработки поверхности и условиям в зоне контакта. Так, например, для контакта в среде воздуха при нормальном давлении и температуре в зоне контакта 300°С получаем значения, указанные в табл. 6-12.

Таблица 6-11

Характеристики некоторых газов [Л. 68]

Газ	c_p/c_v	Pr (при 300°С)	α	$2l/\lambda$	$\Lambda \cdot 10^{-2*}$, мкм
Водород	1,41	0,71	0,26	22,1	16,0
Гелий	1,67	0,70	0,33	14,8	28,5
Аргон	1,67	0,67	0,85	5,1	10,0
Воздух	1,40	0,71	0,83	4,6	9,6

* При нормальных технических условиях ($t=15^\circ\text{С}$, $p=10^5\text{ Па}$).

Таблица 6-12

Примерные значения эквивалентной толщины зазора

Класс чистоты	9*	8*	6*	4
$\delta_{э1}$	$1,57h_{ср}$	$1,23h_{ср}$	$0,95h_{ср}$	$0,83h_{ср}$
$\delta_{э2}$	$1,48h_{ср}$	$1,1h_{ср}$	$0,79h_{ср}$	$0,66h_{ср}$

* Взяты средние значения по разрядам чистоты.

В ряде работ по контактному теплообмену приводились различные рекомендации по выбору эквивалентного зазора. Так, Четинкал и Фишенден [Л.12] предложили в качестве δ_a использовать среднеарифметическое значение толщины зазора, что соответствует представлению о выступах шероховатости, как о ребрах. Они

получили соотношение $\delta_3 = 0,61 h_{\text{ср}}$, которое соответствует предельному значению, получаемому из уравнения

$$Y = \frac{1}{0,305 + \frac{1}{X}} \text{ при } X \rightarrow \infty.$$

Следует отметить, что в этой работе впервые обращалось внимание на вакуумные явления при контактном теплообмене, которые учитывались путем введения эффективной теплопроводности газа, определяемой соотношением

$$\lambda_3 = \lambda_c \frac{\delta_3}{\delta_3 + l_1 + l_2}.$$

В работе Е. П. Дыбана и И. Т. Швеца [Л. 11] приводятся значения $\delta_3 = 0,75 h_{\text{ср}}$ для шероховатой поверхности при отсутствии волнистости и $\delta_3 = 1,27 h_{\text{ср}}$ при наличии волнистости. Леминг [Л. 78] предлагает принимать $\delta_3 = \frac{2}{3} h_{\text{ср}}$. Молекулярные эффекты в этих работах не рассматривались. В работе Рейпира, Мак-Интоша и Джонса [Л. 68] было предложено уравнение, которое получено, исходя из представлений о форме выступа шероховатости в виде параболоида вращения, и прокорректировано в соответствии с опытными данными по проводимости среды. Оно имеет вид:

$$Y = \frac{0,6}{1 + \frac{1}{2} X} + 0,4 \ln(1 + 2X). \quad (6-45)$$

При корректировке было принято, что радиус основания параболоидов вращения, представляющих выступы шероховатости, составляет 0,32 расстояния между ними, т. е. основания параболоидов не соприкасаются¹. Кроме того, для лучшего совпадения с опытными данными величина X была удвоена. Однако и в исправленном виде из уравнения следует, что с ростом X неограниченно возрастает и Y . Поэтому авторам [Л. 68] пришлось на основании дополнительных и недостаточно обоснованных рассуждений указать предельное зна-

¹ Как показано методом численного интегрирования, результат совпадает со случаем, когда шероховатость носит синусоидальный характер.

чение для Y , равное 3,2, что соответствует эквивалентному зазору $\delta_0 = 0,625 h_{\text{ср}}$.

Согласно уравнению (6-45) рост X (что при постоянном давлении среды и температуре контакта соответствует увеличению шероховатости) сопровождается повышением роли малых зазоров около пятна контакта, т. е. концентрации теплового потока вокруг пятна. Это равносильно предположению, что с ростом шероховатости развиваются области с малой величиной зазоров, т. е. выступы становятся более пологими. Экспериментальные данные по шероховатостям говорят как раз об обратном — чем грубее обработка, тем больше высота микронеровностей, тем больше угол наклона профиля к горизонтальной поверхности. По ряду исследований микрошероховатости представляют собой весьма пологие конусы, угол образующих которых с основанием составляет $1-3^\circ$ для полированных поверхностей, 10° для грубой токарной обработки и даже 20° при грубой механической обдирке. Поэтому объяснение неограниченного возрастания Y при увеличении X за счет дополнительного «стягивания» теплового потока в этом случае, приводимое в [Л. 68], неубедительно. Скорее, полученный результат [уравнение (6-45)] говорит о недостаточном соответствии модели шероховатости микрогеометрии реальной поверхности.

Во всех рассуждениях относительно эквивалентного зазора предполагалось, что шероховатость обеих поверхностей одинаковая. Если она различна, то под h_0 надо понимать суммарное значение шероховатости для обеих поверхностей, т. е. принимать:

$$h_0 = h_{01} + h_{02}.$$

Следует также отметить, что при выводе зависимостей для относительной толщины эквивалентного зазора величиной фактической площади соприкосновения пренебрегли.

6-4. ОБЩАЯ ТЕПЛОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КОНТАКТА

На основании изложенного можно написать формулы для расчета общей тепловой проводимости контакта

$$\alpha_k = \alpha_c + \alpha_m = \frac{\lambda_c Y}{h_{01} + h_{02}} + 1,6 \cdot 10^4 \frac{\lambda_m}{\psi_t \psi_k} \left(\frac{p_{\text{макс}}^{1/3} p^{2/3}}{3\sigma_b} \right) \quad (6-46)$$

(для повторных погружений) и

$$\alpha_k = \alpha_c + \alpha_m = \frac{\lambda_c Y}{h_{01} + h_{02}} + 1,6 \cdot 10^4 \frac{\bar{\lambda}_m}{\psi_t \psi_k} \frac{p}{3\sigma_B}$$

(для первоначального нагружения), где Y определяется по графику рис. 6-17 или по уравнениям (6-42) — (6-44), ψ_t — по графику (рис. 5-13) или по уравнению $\psi = 1 - 1,41\eta^{\frac{1}{2}} + 0,3\eta^{\frac{3}{2}}$, а ψ_k — по (5-114).

В обычных проектных расчетах величины h_{01} и h_{02} принимаются равными средним высотам микрошероховатостей, определяемым классом чистоты обработки поверхности. В качестве σ_B берется предел прочности материала. Для тщательных проверочных расчетов, очевидно, необходим непосредственный контроль обработанных поверхностей и определение механических свойств материалов.

Приведенные формулы дают конструктору возможность выбрать нужную чистоту обработки поверхности, обеспечивающую заданное термическое сопротивление контакта.

6-5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НЕКОТОРЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На основании теоретических представлений, развитых в настоящей главе, можно более подробно проанализировать результаты некоторых исследований по термическому сопротивлению контактов и указать на отдельные неточности или ошибочные выводы.

Обратимся к работе Четинкала и Фишендена [Л. 12]. При анализе результатов этого исследования возникает два вопроса. Во-первых, почему расчетные соотношения, полученные в этой работе и включающие, как отмечалось ранее, некоторые ошибочные положения, в конечном итоге дают хорошее согласование с результатами численного решения. Во-вторых, почему расчеты термического сопротивления контакта по методике [Л. 12] достаточно хорошо совпадают с расчетами и опытными данными других авторов.

В табл. 6-13 представлены результаты расчета термического сопротивления модели контактного элемента (с постоянной толщиной зазора) по различным методам вместе с приведенными ранее экспериментальными данными Фенеча и Розенова [Л. 77].

Т а б л и ц а 6-13

Сравнение опытных и расчетных значений проводимости модели контакта [Вт/(м²·К)]

Среда в зазо- ре	$r_0/a=8$				$r_0/a=4$				$r_0/a=2$			
	Расчет			Опыт	Расчет			Опыт	Расчет			Опыт
	I	II	III		I	II	III		I	II	III	
Воздух	151	144	180	151	343	288	465	395	1 120	864	1280	1 330
Вода	738	754	698	756	930	937	1 160	954	1 720	1800	2209,7	1740
Ртуть	11 600	—	13 400	11 600	11 800	—	15 700	11 700	12 600	—	23 300	9300

Примечание. I — по формуле (6-20); II — по Четивкалу и Фишндеру; III — по Фенечу и Розенову. $r_0=25,4 \cdot 10^{-3}$ м; $\delta_0=1,1 \cdot 10^{-3}$ м; $\lambda_M=16,3$ Вт/(м·К); температура в зоне контакта 50° С.

Проанализируем выражение, полученное в [Л. 12] и определяющее проводимость фактического контакта:

$$\alpha_M = \frac{a\lambda_M}{r_0^2 \arctg\left(\frac{r_0}{a} \sqrt{1 - \alpha_c/\alpha_K} - 1\right)},$$

которое можно представить следующим образом:

$$\alpha_M = \alpha_M^\infty \frac{1}{\psi_u} = \frac{2a\lambda_M}{\pi r_0^2} \frac{1}{\psi_u},$$

где коэффициент стягивания

$$\psi_u = \frac{2}{\pi} \arctg\left(\frac{r_0 \sqrt{1 - \alpha_c/\alpha_K} - a}{a}\right). \quad (6-47)$$

В теоретическом расчете термического сопротивления контакта авторы [Л. 12], принимая во внимание только линейную часть контактного сопротивления канала II, переходят по существу к методу рассмотрения контактного теплообмена, принятому в настоящей работе.

Если использовать форму записи проводимости фактического контакта через коэффициент стягивания, то уравнение (3-22) для полной проводимости контакта полностью совпадает с уравнением (6-20), полученным нами. Поэтому для выяснения поставленных вопросов достаточно сопоставить коэффициенты стягивания.

Коэффициент стягивания (6-47) учитывает два эффекта: влияние ограниченности контактного элемента

(отношение a/r_0 — конечная величина) и дополнительное влияние ограниченности канала теплового тока I (см. рис. 3-32).

При $\alpha_c = 0$ (контакт в вакууме) сохраняется только первый эффект. При этом

$$\sqrt{1 - \alpha_c/\alpha_k} = 1$$

и

$$\psi_u = \psi_0 = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{r_0 - a}{a} \right).$$

В случае, когда радикал не равен единице, его можно рассматривать как своего рода поправку к основному значению коэффициента стягивания ψ_0 .

Коэффициент стягивания ψ_0 и коэффициент $\psi = \psi_t$ в уравнении (6-20) отражают один и тот же эффект. Од-

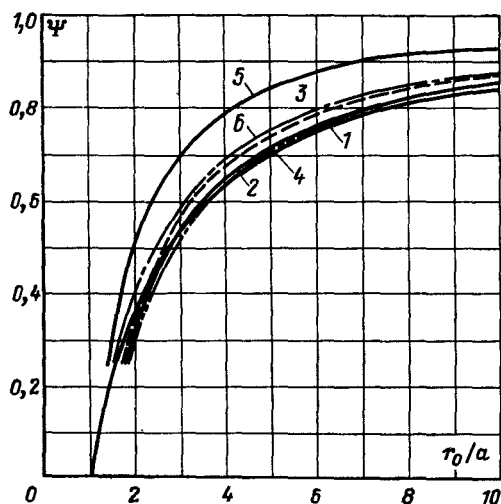


Рис. 6-18. Коэффициенты стягивания по данным различных авторов.

1 — точное решение; 2 — по Ройсу; 3 и 4 — по Хольму; 5 и 6 — по Четинкалу.

нако, как было отмечено, величина коэффициента ψ_0 оказывается значительно завышенной по сравнению с его действительным значением, полученным в результате точного решения (на рис. 6-18 соответственно кривые 1 и 5). Наибольшее расхождение наблюдается в области малых отношений r_0/a .

Очевидно, что для контакта в вакууме ошибка в оценке проводимости стыка по методике, предложенной в [Л. 12], достигает максимальной величины.

С введением поправки на проводимость среды [формула (6-47)] расхождение в значениях коэффициентов стягивания ψ_u и ψ_t с ростом проводимости среды вначале уменьшается, а в дальнейшем, в области высоких значений α_c , меняет знак на обратный. Однако в этом случае значение проводимости фактического контакта в общей проводимости стыка уменьшается и ошибка в его определении уже не играет большой роли.

Для того чтобы проследить характер изменения ψ_u при различных отношениях α_c/α_k и оценить расхождение, мы воспользовались результатами расчетов [Л. 12], приведенными в табл. 3-7. Для большей наглядности эти данные были пересчитаны для конкретного случая и представлены в табл. 6-14 в более привычной форме — в виде удельных проводимостей. Полученные значения относятся к контактному элементу, выполненному из стали 30 [$\lambda_m = 35$ Вт/(м·К)] в воздушной среде при температуре контакта 20°С [$\alpha_c = 18 \cdot 10^{-3}$ Вт/(м·К)]. Радиус контактного элемента $r_0 = 6,85$ мм.

В этой же табл. 6-14 приведены значения ψ_0 , ψ_u , ψ_t и значения коэффициента $\psi_{\text{рел}}$, полученные из результатов численного решения путем деления α_m на α_m^∞ .

Как видно из табл. 6-14, поправка на проводимость среды в определенной области значений α_c/α_k компенсирует ошибку в оценке ψ_0 , что приводит к совпадению результатов расчета по методике [Л.12] и другим расчетным методам. В частности, такое совпадение получилось для случая, экспериментально исследованного в опытах Фенеча и Розенова (табл. 6-13).

Удачным является то обстоятельство, что за исключением вариантов 4 и 6 (табл. 6-14), соответствующих условиям, далеким от действительности, в практически важной области значений параметров контакта расхождение в величинах полной проводимости контакта, полученных различными методами, не превышает 10%.

Ограниченность максимальной ошибки в практически важной области значений параметров контакта указывает на незначительность нелинейной составляющей термического сопротивления канала II.

Необходимо отметить, что трудность точного определения граничной линии тока при численном решении

Термическая проводимость контактного элемента из стали Ст. 30*, [Вт/(м²·К)]

№ п/п	$\frac{r}{a_0}$	δ_0 , мм	$\alpha_{с.т.}^{***}$	$\alpha_{м.}^{\prime\infty}$	ψ_0	ψ_n	$\psi_{реал}$	ψ_t	$\alpha_{м.}^{\prime}$	α_m	$\alpha_{к.т.}^{***}$	$\alpha_k^{\prime}$	$\frac{\alpha_k - \alpha_{к.т.}}{\alpha_k} \cdot 10$
1	0	36,2	677	0	1	1	1	1	0	0	677	677	0
2	1/18	—	—	527	0,97	0,940	0,963	0,92	5 171	572	1 240	1 250	0,084
3	1/6	—	—	1580	0,87	0,847	0,845	0,76	1 860	2 080	2 540	3 800	0,81
4	5/18	—	—	26 300	0,76	0,740	0,722	0,61	3 550	4 310	4 220	4 990	0,154
5	1/2	—	—	4770	0,5	0,470	0,457	0,37	9 880	12 900	10 600	13 600	0,222
6	1/6	360	67,7	1580	0,87	0,870	0,85	0,76	1 810	2 080	1 900	2 150	0,118
7	1/6	18,1	1 350	—	—	0,827	0,83	—	1 910	—	3 260	3 440	0,523
8	1/6	3,62	6 770	—	—	0,705	0,705	—	2 240	—	8 990	8 850	—0,158
9	1/6	0,36	6 770	—	—	0,314	0,333	—	5 020	—	72 500	69 800	—0,4
10	1/6	0,07	337 700	—	—	0,116	0,116	—	13 600	—	351 000	339 000	—0,34

* $t_{ж} = 20^\circ \text{C}$; $r_0 = 6,85$ мм; $\lambda_{ж} = 51$ Вт/(м·К).

** Данные [Л. 12].

не позволила в полной мере выявить расхождение между численным решением и теоретическим расчетом, хотя результаты численного решения и указывают на некоторые расхождения. В определенной степени здесь еще сказалась постоянная толщина контактного зазора, вследствие чего условие постоянства плотности теплового потока на границах зазора не выполняется.

В работе Бусхотена и Ван-дер-Хелда [Л.7] была определена экспериментально проводимость среды в контакте между алюминиевыми образцами при заполнении зазора воздухом, гелием, водородом и глицерином.

Вычисляя затем эффективную толщину зазора δ_a из соотношения $\delta_a = \lambda_c / \alpha_c$, авторы нашли, что в случае гелия и водорода эта величина оказывается соответственно равной 16,1 и 15,1 мкм и близка к среднему зазору, определенному по микрофотографии шлифа контакта образцов — 15 мкм; в случае воздуха значение δ_a оказалось значительно меньшим — 9,3 мкм. В работе [Л.7] это объясняется, как ни странно, недостаточной точностью измерения шероховатости, хотя опыты проводились с одними и теми же образцами.

Это явное недоразумение рассеивается, если принять во внимание молекулярные эффекты в зазоре. Используемые в опытах газы — воздух, водород и гелий — имеют различную длину свободного пробега молекул, различные коэффициенты аккомодации и соответственно должны были давать различную эффективную толщину зазора.

В опытах при заполнении стыка глицерином проводимость среды оказалась равной 27200 Вт/(м²·К). При температуре контакта 150°С теплопроводность глицерина составляет 0,22 Вт/(м·К). Так как для жидкости аккомодационные эффекты отсутствуют, то

$$\delta_a = \delta_{a, \text{мин}} = \frac{h_0}{Y_{\text{макс}}} = \frac{0,22}{0,282} 10^{-5} = 7,8 \text{ мкм.}$$

Принимая $Y_{\text{макс}} = 3,34$, получаем максимальную ширину зазора равной 26 мкм, что близко к замеренному значению 30 мкм.

Расчет эффективной толщины газовой прослойки по безразмерному соотношению (6-43) дает для воздуха, гелия и водорода следующие величины: 9,3; 16 и 14,9 мкм. Эти значения весьма близки к определенным

из опытов, что указывает на необоснованность доводов, приводимых в [Л.7]. Одновременно полученные результаты свидетельствуют о правильности учета дискретности среды уравнением (6-43).

В опытах Сандерсона [Л.65], а затем Рейпира и др. [Л.68] было отмечено увеличение проводимости среды при повышении давления газа (аргон, гелий) выше атмосферного.

На рис. 6-19 представлены опытные значения проводимости среды (аргон) в зависимости от давления,

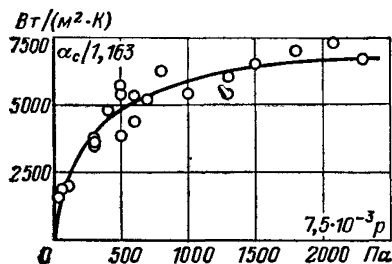


Рис. 6-19. Зависимость проводимости среды (аргон) от давления по опытам [Л. 65].

Кривая — расчет по уравнению (6-43).

полученные в [Л.65] вместе с кривой, рассчитанной по уравнению (6-43) (максимальная величина зазора принята равной 9 мкм). Расчетная кривая достаточно хорошо соответствует опытным данным и также указывает на рост проводимости среды при увеличении давления газа сверх атмосферного. Таким образом, учет молекулярных явлений позволяет объяснить экспериментальный факт возрастания проводимости среды при повышении давления газа выше атмосферного.

Глава седьмая

ОБОБЩЕННОЕ УРАВНЕНИЕ КОНТАКТНОГО ТЕПЛООБМЕНА

7-1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА АНАЛИТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ

Сложность задачи о контактном теплообмене состояла в том, что требовалось связать тепловые и механические свойства соприкасающихся материалов и свойства среды с чисто технологическими характеристиками

(чистота обработки поверхности). Поэтому для возможности аналитического решения пришлось определенным образом схематизировать явление — создать модель теплового и механического контакта, принять постоянным размер единичного пятна касания, постулировать постоянство плотности теплового потока на границах зазора и пр.

В конечном итоге это позволило получить простое расчетное соотношение (6-46), справедливость которого, а следовательно, и справедливость всех предпосылок расчета может быть подтверждена только экспериментально.

На рис. 7-1—7-6 представлены зависимости термического сопротивления контакта от нагрузки, полученные расчетом по формулам (6-46), и экспериментальные точки для ряда материалов с различной чистотой обработки поверхностей (среда — воздух). Из анализа графиков следует, что расчетные кривые находятся в достаточно удовлетворительном соответствии с опытными данными как по характеру зависимости от давления, так и по абсолютной величине. В отдельных случаях (рис. 7-1, кривые 2 и 3) совпадение очень хорошее. Для металлов с высокой теплопроводностью (рис. 7-3) наблюдается некоторое расхождение. На графике (рис. 7-5 и 7-6) нанесены кривые для первоначального и для последующих нагружений (или разгрузки) — кривые 1 и 2 соответственно. Опытные точки, как правило, располагаются между этими кривыми.

По мере повышения класса чистоты обработки поверхностей совпадение результатов расчета и опытов заметно ухудшается. Как уже отмечалось, начиная с определенной чистоты обработки поверхности, площадь фактического контакта становится зависящей от высоты шероховатости, что не учитывалось при получении расчетных зависимостей.

Результаты сравнения свидетельствуют о возможности теоретического определения термического сопротивления контакта. Предложенные расчетные формулы правильно отражают качественные и количественные зависимости контактного сопротивления от различных факторов и могут быть использованы для оценки его величины в проектных расчетах.

Вместе с тем ограниченный и приближенный характер некоторых закономерностей, положенных в расчет,

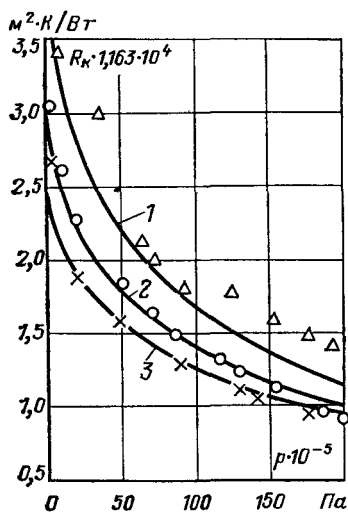


Рис. 7-1. Контактная пара сталь 30ХГСА — 30ХГСА [Л. 57].

1 — ▽6—▽7, $t_K = 183^\circ \text{C}$; 2 — ▽7, $t_K = 98^\circ \text{C}$; 3 — ▽7, $t_K = 236^\circ \text{C}$.

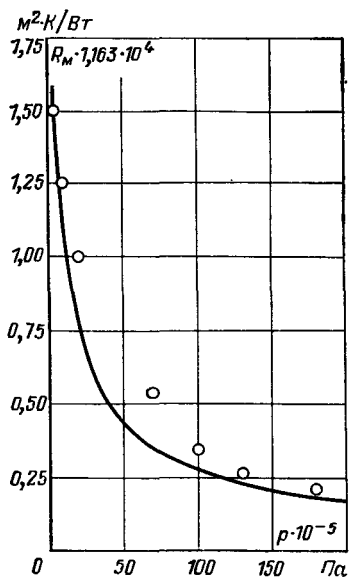


Рис. 7-3. Контактная пара ДТ16 — ДТ16 [Л. 57].

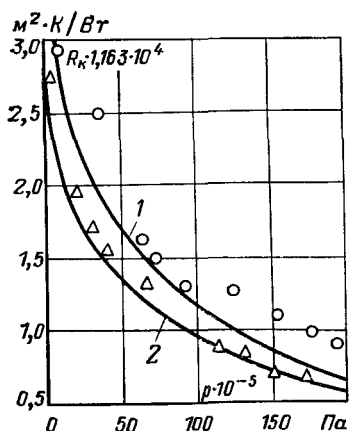


Рис. 7-2. Контактная пара сталь 30ХГСА — 30ХГСА [57].

1 — ▽6—▽7, $t_K = 183^\circ \text{C}$; 2 — ▽6—▽7, $t_K = 371^\circ \text{C}$.

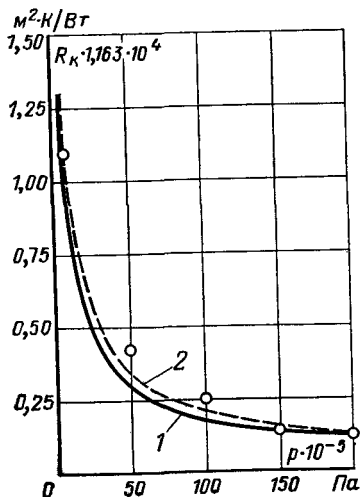


Рис. 7-4. Контактная пара ДТ16 — ДТ16, ▽4 (опыты Ю. П. Шлыкова).

1 — расчет по $3\sigma_B$; 2 — расчет по $3,5\sigma_B$.

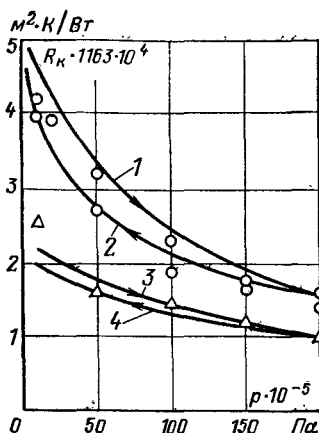


Рис. 7-5. Контактная пара 1X18H9T — 1X18H9T (опыты Ю. П. Шлыкова).

1, 2 — ∇5—∇6, $t_k = 150^\circ \text{C}$; 3, 4 — ∇7, $t_k = 270^\circ \text{C}$. → — первоначальное нагружение; ← — повторное нагружение или разгрузка.

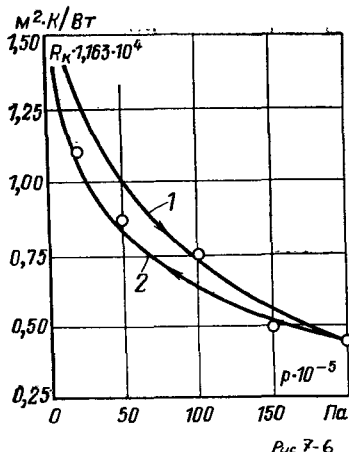


Рис. 7-6. Контактная пара сталь Ст. 3 — Ст. 3, ∇8, $t_k = 150^\circ \text{C}$ (опыты Ю. П. Шлыкова).

1 — первоначальное нагружение; 2 — разгрузка и последующее нагружение.

таких как кривые опорных поверхностей, уравнение для определения площади фактического контакта, а также весьма предварительная оценка размера единичного пятна касания, указывают на целесообразность обобщения опытных данных по контактному теплообмену и получению на этой основе расчетных соотношений. Одновременно обобщение многочисленных опытных данных по контактному теплообмену позволит наиболее объективно оценить справедливость исходных положений теоретического анализа.

7-2. ОБОБЩЕННОЕ КРИТЕРИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ

О попытках обобщенной обработки опытных данных уже упоминалось ранее. Однако они не достигли поставленной цели, так как базировались на упрощенных представлениях о природе контактного термического сопротивления. В работе же [Л.12] вопрос не был доведен до логического завершения, т. е. до получения конкретного вида критериального уравнения.

На основе проведенного теоретического анализа можно более обоснованно подойти к нахождению обобщенного уравнения контактного теплообмена.

Запишем уравнение, определяющее термическую проводимость контакта, в первоначальном виде:

$$\alpha_k = \frac{\lambda_c}{\delta_3} + \frac{2}{\pi} \frac{\bar{\lambda}_m}{a} \frac{\eta}{\psi_t}. \quad (7-1)$$

Основная сложность при использовании этого уравнения состоит в определении площади фактического контакта, тем более что получение функциональной связи между площадью фактического соприкосновения, силой сжатия, механическими свойствами материала и качеством обработки поверхности теоретическим путем возможно только ценой существенных упрощений.

Предполагая степенную зависимость относительной площади фактического контакта от относительного давления $p/3\sigma_B$ и относительной высоты шероховатости a/h_{cp} (учтено, что $\eta \propto 1/h_{cp}$ [Л.130]), а также принимая во внимание, что ψ_t есть аналитическая функция от η , уравнение (7-1) можно записать как

$$\alpha_k = \frac{\lambda_c}{\delta_3} + C \frac{\bar{\lambda}_m}{a} \left(\frac{p}{3\sigma_B} \right)^m \left(\frac{a}{h_{cp}} \right)^n. \quad (7-2)$$

Умножая обе части уравнения (7-2) на δ_3/λ_c , приведем его к безразмерному виду

$$\frac{\alpha_k \delta_3}{\lambda_c} = 1 + \left(\frac{\bar{\lambda}_m}{a} \frac{\delta_3}{\lambda_c} \right) C \left(\frac{p}{3\sigma_B} \right)^m \left(\frac{a}{h_{cp}} \right)^n.$$

Так как величина a предполагается постоянной, то последнее уравнение равносильно следующему:

$$\frac{\alpha_k \delta_3}{\lambda_c} = 1 + \left(\frac{\bar{\lambda}_m}{1} \frac{\delta_3}{\lambda_c} \right) C_1 \left(\frac{p}{3\sigma_B} \right)^m \left(\frac{a}{h_{cp}} \right)^n. \quad (7-3)$$

Обозначая для удобства комплексы $\alpha_k \delta_3/\lambda_c$ и $\bar{\lambda}_m \delta_3/(1 \cdot \lambda_c)$ соответственно через N_K и N_B , уравнение (7-3) запишем в виде

$$\frac{N_K - 1}{N_B} = C_1 \left(\frac{p}{3\sigma_B} \right)^m \left(\frac{a}{h_{cp}} \right)^n. \quad (7-4)$$

В уравнении (7-4) комплекс N_K — безразмерная проводимость контакта — играет роль критерия Нуссельта для контактного теплообмена.

Комплекс N_B является своеобразной формой критерия Био и в данном случае представляет собой отношение термических сопротивлений двух параллельных проводников тепла. Данная форма уравнения позволяет найти конкретный вид зависимости комплекса $(N_K - 1)/N_B$ от относительного давления и относительной шероховатости, определяющих площадь фактического соприкосновения.

Рассмотрим подробнее левую часть уравнения (7-4). Если в нее подставить выражения для безразмерных комплексов N_K и N_B и произвести алгебраические преобразования, то придем к равенству

$$\frac{N_K - 1}{N_B} = \frac{\alpha_K - \alpha_c}{\lambda_M}.$$

С другой стороны, для контакта в вакууме, когда $\alpha_c = 0$ и $\alpha_K = \alpha_M$, получаем:

$$\frac{N_K - 1}{N_B} = \frac{\alpha_M}{\lambda_M} = N_M$$

(N_M — безразмерная проводимость металлического контакта).

На этом основании можно сделать следующий важный вывод. Если справедливо основное положение теоретического анализа о том, что тепловая проводимость контакта есть сумма двух независимых друг от друга проводимостей (среды и фактического контакта), то обработка опытных данных по проводимости контакта в среде и в вакууме по уравнению (7-4) должна дать единую закономерность.

Чтобы воспользоваться уравнением (7-4), необходимо предварительно определить величину δ_a или проводимость среды.

В предыдущей главе для определения δ_a были получены соотношения (6-42) — (6-44), определяющие в относительных величинах X и Y эквивалентную толщину контактного зазора.

Основной интерес представляет теперь более углубленная экспериментальная проверка этих уравнений. Иными словами, необходимо определить, насколько удачно уравнения (6-42) — (6-44) обобщают различные опытные данные по проводимости среды.

Для этой цели мы воспользовались опытными данными различных авторов в обработке Рейпира, Джон-

са и Мак-Интоша, которые представили их в виде значений X и Y для каждой опытной точки [Л. 68].

Обработка производилась следующим образом. В тех случаях, когда была известна проводимость фактического контакта (проводимость контакта в вакууме), проводимость среды определялась вычитанием первой величины из полной проводимости контакта. В остальных проводимость среды определялась экстраполяцией зависимости проводимости контакта от давления до нулевой нагрузки или оценивалась, как это сделано некоторыми авторами, по значению проводимости контакта при весьма малых нагрузках.

Экспериментальное значение эффективной толщины зазора определялось делением коэффициента теплопроводности среды при температуре контакта на проводимость среды, т. е. $\delta_a = \lambda_c / \alpha_c$.

За максимальную толщину зазора при определении безразмерных чисел X и Y принималась величина $h_0 = 2(h_{cp1} + h_{cp2})$. При вычислении «аккомодационной длины» l использовались данные табл. 6-11 и принималось, что длина свободного пробега прямо пропорциональна абсолютной температуре и обратно пропорциональна абсолютному давлению.

Аналогичная методика была применена при обработке ряда опытных данных отечественных и зарубежных исследователей.

Результаты подобной обработки экспериментальных данных представлены на графиках рис. 7-7 и 7-8 вместе с зависимостями, выраженными уравнениями (6-42) — (6-44) и (3-49) — соответственно кривые I—IV.

На рис. 7-7 приведены опытные данные ряда авторов, обработанные нами, а на рис. 7-8 — опытные данные различных авторов в обработке Рейпира и др. [Л.68]. Как непосредственно следует из рассмотрения этих рисунков, зависимости, выраженные уравнениями (6-42) — (6-44), в практически важной области значений $X > 0,5$ находятся в достаточно удовлетворительном соответствии с опытными данными.

Этот факт говорит о том, что использование кривых опорной поверхности для определения эффективной толщины зазора полностью оправдано. Как известно, кривые I—III соответствуют различным видам обработки поверхности и отражают различную форму микрорешероховатостей,

Представленный материал не позволяет отнести опытные точки к какому-либо определенному виду обработки. Поэтому до накопления дополнительных опытных данных следует сохранить все три расчетные уравнения, учитывая тем самым характер обработки.

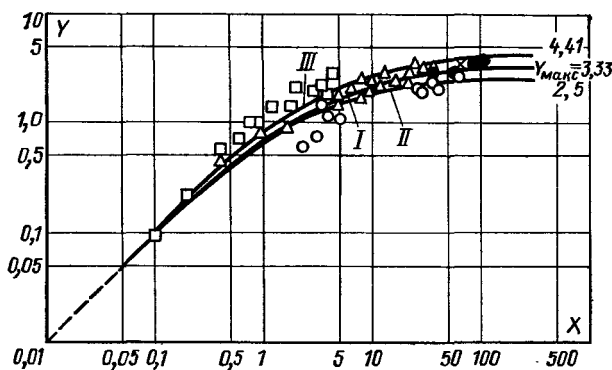


Рис. 7-7. Значения относительной величины зазора.

○ — опыты П. Е. Хижняка [Л. 57], воздух; ● — опыты О. Т. Ильченко [Л. 14], воздух; △ и □ — опыты Стандерсона [Л. 65], соответственно аргон и гелий; × — опыты Ю. П. Шлыкова, воздух.

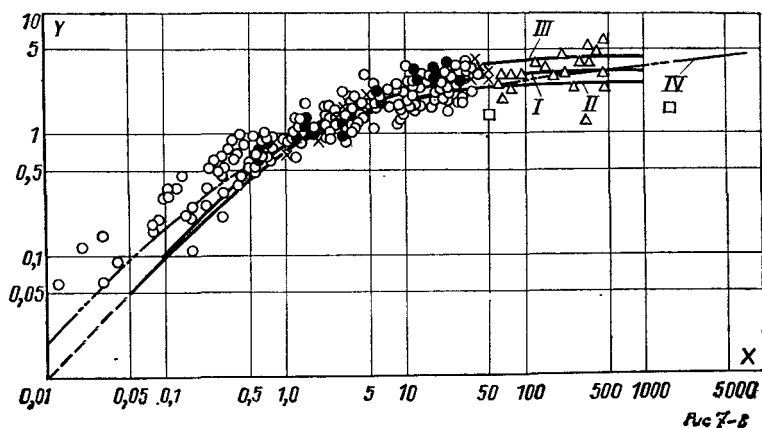


Рис. 7-8. Значения относительной величины зазора.

○ — опыты Рейпира и др. [Л. 68], гелий, аргон, неон; ● — опыты Бусхотена и Ван-дер-Хелда [Л. 7], воздух, гелий, водород; △ — опыты Леминга [Л. 78], воздух; × — опыты Четинкала и Фишендена [Л. 12], воздух; □ — опыты Фенича и Розенова [Л. 71], воздух.

Вместе с тем при отсутствии четких сведений о характеристике поверхности преимущественно следует пользоваться уравнением (6-43), дающим некоторый средний результат.

Зависимость IV (рис. 7-8), предложенная в [Л.68] и основанная на весьма идеализированной модели шероховатой поверхности, также достаточно удовлетворительно обобщает опытные данные по проводимости среды за исключением области больших значений X . Имеющийся на рисунках разброс опытных точек в значительной степени зависит от выбора значений коэффициентов аккомодации, о величине которых нет достаточно надежных данных, особенно для различных металлов и чистоты обработки. Этот коэффициент зависит от многих факторов и найденные значения его порой разноречивы. На разброс опытных данных оказывают влияние также трудности экспериментального определения «длины температурного скачка» l , волнистость поверхности и пр.

С учетом этих обстоятельств обобщение уравнениями (6-42)—(6-44) опытных данных, относящихся к различным газам, поверхностям и температурам в зоне контакта, полученных к тому же различными авторами, можно считать достаточно хорошим. Следует иметь в виду, что наиболее отклоняющиеся точки Росса и Стоута [Л.69], приведенные в [Л.68], получены не для плоского контакта. Включение их в обработку объясняется лишь стремлением подтвердить важность молекулярных эффектов при передаче тепла теплопроводностью через тонкие прослойки газа.

Обобщенная обработка опытных данных по проводимости среды подтверждает и то, что принятая величина максимальной ширины зазора, равная удвоенной сумме средних высот шероховатости, наиболее соответствует действительности. Лишь при весьма тщательной обработке, гарантирующей отсутствие волнистости и отсутствие резких колебаний в высоте микровыступов, можно в качестве h_0 принимать просто сумму ($h_{cp1} + h_{cp2}$).

Аналогичный вывод о необходимости принимать максимальную ширину зазора как удвоенную сумму высот шероховатости сделан в [Л.57] в отношении шлифованных поверхностей с чистотой обработки по 7-му классу и выше.

Убедившись в правильности определения δ_a , можно перейти к обобщенной обработке опытных данных по контактному теплообмену согласно уравнению (7-4).

Согласно [Л.130] при контактировании двух различных металлов наибольшее значение имеют механические свойства менее твердого металла и геометрическая

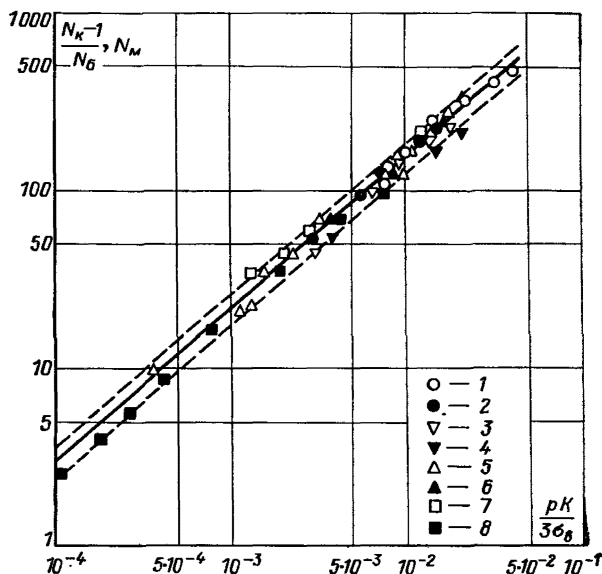


Рис. 7-9. Результаты критериальной обработки опытных данных.

1—4 — сталь 45, $h_{cp} = 2,63; 12,3; 8,01; \text{и } 5,01$ мкм [Л. 51]; 5, 6 — сталь 30ХГСА, $\nabla 6$ и $\nabla 9 - \nabla 10$ [Л. 57]; 7 — ДТ16, $\nabla 6$ [Л. 57]; 8 — латунь, $h_{cp} = 30$ мкм [Л. 78]; (среда — воздух).

форма более твердого. Поэтому при обобщенной обработке опытных данных для смешанных пар в расчет принимается предел прочности более пластичного металла, а при большой разнице в пластичности вместо суммы ($h_{cp1} + h_{cp2}$) берется высота шероховатости более твердого образца.

Результаты подобной обработки данных различных авторов представлены в логарифмических координатах на рис. 7-9 и 7-10. Там же нанесена кривая, соответствующая

щая корреляционному уравнению (7-5), которое обобщает опытные данные с точностью $\pm 20\%$:

$$\frac{N_K - 1}{N_B} = N_M = 8 \cdot 10^3 \left(\frac{p}{3\sigma_B} K \right)^{0.88}, \quad (7-5)$$

где $K = 1$ при $h_{cp1} + h_{cp2} \geq 30$;

$$K = \left(\frac{30}{h_{cp1} + h_{cp2}} \right)^{1/3} \text{ при } 10 < h_{cp1} + h_{cp2} < 30;$$

$$K = \frac{15}{h_{cp1} + h_{cp2}} \text{ при } h_{cp1} + h_{cp2} \leq 10.$$

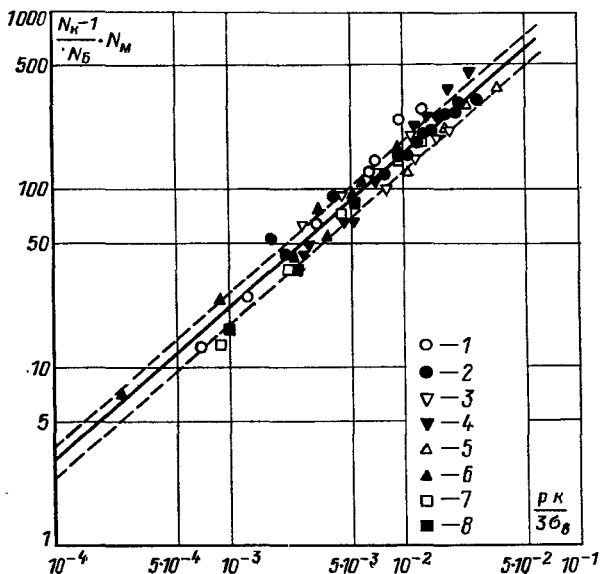


Рис. 7-10. Результаты критериальной обработки опытных данных. 1 — сталь 1X18H9T, $\nabla 6$ (данные Ю. П. Шлыккова); 2 — ДТ16; $h_{cp} = 11,65$ мкм [Л. 51]; 3 — ДТ16 сталь 45, $h_{cp1} = 10$ мкм, $h_{cp2} = 12,8$ мкм [Л. 51]; 4 — сталь ЭЖ-1, $h = 6,35$ мкм [Л. 51]; 5 — сталь 45-ЭЖ-1, $h_{cp} = 2,63$ мкм [Л. 51]; 6 — сплав ВТЗ, ∇r [Л. 57]; 7 и 8 — сталь ЭХ13, $\nabla 3$ и $\nabla 5$ [Л. 44] (среда — воздух).

На рис. 7-11 отдельно представлены опытные данные в вакууме. Сравнение графиков на рис. 7-9, 7-10 и 7-11 говорит о том, что зависимость, выражаемая формулой (7-5), является общей для проводимости контакта в среде и вакууме.

В проведенном теоретическом анализе контактного теплообмена постулировалось постоянство плотности теплового потока на границах зазора (при наличии сре-

ды). Кроме того, был принят ряд других положений, как-то независимость среднего размера контактного пятна от нагрузки и рода материала, рост площади фактического контакта только за счет увеличения числа пятен, независимость (в определенных пределах) эквивалентного зазора от нагрузки и возможность выразить его величину через уравнение опорной кривой и пр.

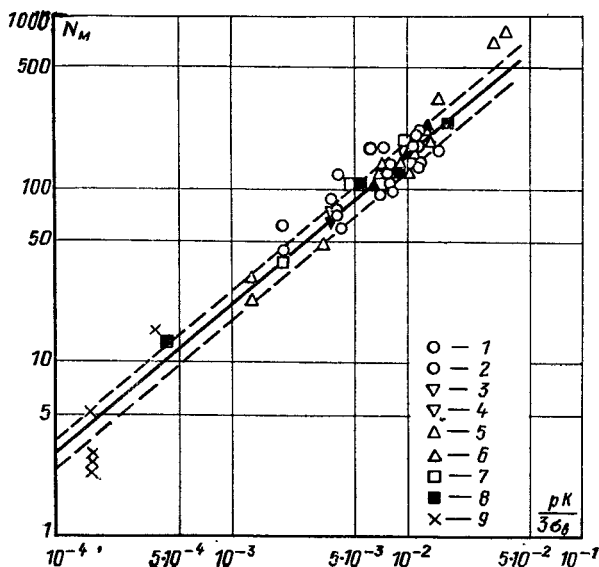


Рис. 7-11. Результаты критериальной обработки опытных данных в вакууме.

1 — алюминий — уран, $h_{\text{ср}} \sim 25$ мкм [Л. 58]; 2, 3 и 4 — алюминий — алюминий, алюминий — железо; алюминий — уран, $h_{\text{ср}} = 10$ мкм [Л. 7]; 5 — уран — магнокс h_0 (волнистость) = 10 мкм [Л. 65]; 6 — сталь 1X8H9T, $h_{\text{ср}} = 11,7$ мкм (опыты Ю. П. Шлыкова); 7 — ДТ16, $h_{\text{ср}} = 23,11$ мкм (опыты Ю. П. Шлыкова); 8 — ниобий; $h_{\text{ср}} = 10$ мкм (опыты Ю. П. Шлыкова); 9 — нержавеющая сталь — двуокись урана [Л. 68].

Плотная укладка опытных точек вокруг корреляционной кривой свидетельствует о том, что принятые допущения не противоречат физической сущности явления, а теоретические уравнения (6-46) и (6-42) — (6-44) достаточно полно и правильно отражают процесс течения тепла через контактную область. В частности, это свидетельствует о правильном определении эквивалентного зазора.

Полученный результат — формула (7-5) — полностью согласуется с известными закономерностями механического контакта. Как известно, площадь фактического соприкосновения в общем случае может зависеть от нагрузок в степени, изменяющейся в пределах от 0,66 до 1 [Л.130].

Согласно тому же источнику при упругом контакте показатель степени при нагрузке составляет 0,80—0,85 для поверхностей со средней чистотой обработки.

Формула (7-5) показывает, что проводимость фактического контакта зависит от давления в степени 0,86. При малых значениях η (меньших 0,01—0,015), с которыми чаще всего приходится встречаться на практике, коэффициент стягивания ψ_t можно представить степенной функцией от η с показателем степени — 0,05 (табл. 7-1). В таком случае, если учесть соотношение (6-21), площадь фактического соприкосновения оказывается функцией давления в степени 0,81.

Т а б л и ц а 7-1

Значения коэффициента стягивания

η	0,0011	0,0025	0,010	0,015
ψ_t	0,96	0,93	0,86	0,83

Площадь фактического контакта растет с улучшением чистоты поверхности, причем для более гладких поверхностей влияние шероховатости более значительно. Формула (7-5) отражает эту закономерность.

Уравнение (7-5) безусловно является первым приближением и по мере накопления опытных данных может быть уточнено. В этом отношении широко поставленные опыты в вакууме могут сыграть решающую роль. Наибольшую сложность представляет проведение опытов при относительно малых контактных нагрузках, когда малейшие случайные отклонения в характере шероховатости обуславливают плохую воспроизводимость результатов. Данные работы [Л.68] по проводимости фактического контакта являются наглядным тому свидетельством. Даже метод приложения нагрузки, не говоря уже о качестве поверхности, может иметь решающее значение.

В этой области имеется еще широкое поле деятельности для исследований, которые могут дать достаточный материал для экспериментального подтверждения или уточнения зависимости, определяющей термическую проводимость фактического контакта.

При оценке результатов обобщенной обработки можно указать на ряд факторов, в той или иной мере влияющих на конечный результат, точный учет которых не всегда представляется возможным. Это прежде всего волнистость поверхности, которую трудно избежать, отклонения от плоскостности контактов, случайные микронеровности, резко искажающие результат при малых нагрузках, и, наконец, не всегда достаточно хорошо известные механические и тепловые свойства соприкасающихся материалов. В этих условиях представленная на рис. 7-9—7-11 обобщенная обработка опытных данных может рассматриваться как достаточно удачная.

Полученное критериальное уравнение (7-5) вместе с зависимостью (6-43) и др. позволяет с достаточной точностью определять величину термического сопротивления контакта.

Большой интерес для инженерной практики представляет возможность определения термической проводимости контакта при заведомой неплоскостности или большой волнистости поверхностей соприкосновения.

Обработка некоторых опытных данных, относящихся к этому случаю, представленная на рис. 7-12, показывает, что для оценки проводимости фактического контакта можно воспользоваться уравнением (7-5), если вместо высоты шероховатостей в правую часть формулы подставить высоту волнистости или максимальный зазор между соприкасающимися поверхностями (неплоскостность). Практически в качестве аргумента здесь используется относительное давление $p/3\sigma_v$.

Для определения общей проводимости контакта по известной величине зазора необходимо оценить проводимость среды. Так как в большинстве случаев дискретность среды можно не принимать во внимание, то для определения эффективной толщины зазора с достаточным приближением можно использовать предельное значение Y , определяемое по формуле (6-43).

Так, например, для контакта поверхностей с чистотой обработки по 9—10-му классу при неплоскостности порядка 0,6 мм/м проводимость среды (воздух) оказалась

равной $1900 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ [Л.57]. При указанной неплоскостности максимальный зазор между поверхностями образцов диаметром 32 мм составляет около 40 мкм. Используя предельное значение $Y=3,33$, получаем $\delta_0=12,1 \text{ мкм}$. Соответственно проводимость среды оказывается равной $1920 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, т. е. практически совпадает со значением, полученным экспериментально.

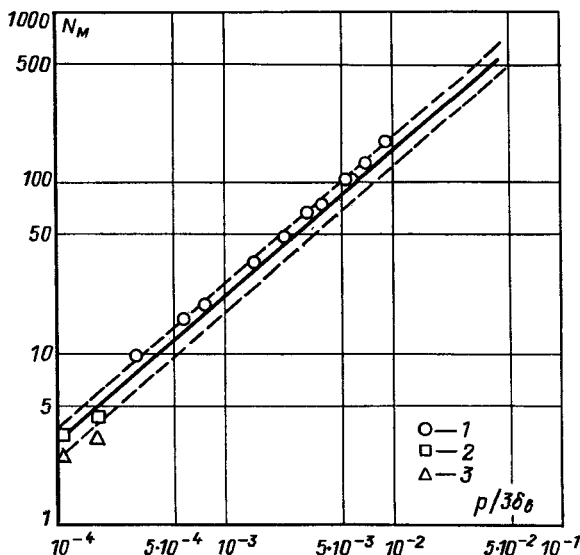


Рис. 7-12. Результаты критериальной обработки опытных данных для неплоскостных поверхностей.

1 — сталь 30ХГСА, неплоскостность 0,60 мм/м, ∇ 9–10 [Л. 57]; 2 и 3 — алюминий — алюминий, неплоскостность общая 38 и 43 мкм [Л. 20].

Естественно, что при малых по абсолютной величине зазорах или высоте волнистости необходимо учитывать молекулярные эффекты. Приведем в качестве примера следующий расчет. В опытах Сандерсона [Л.65] использовались полированные образцы с весьма малой высотой шероховатости (около 0,5 мкм), имеющие неплоскостность порядка 3–5 мкм. При определении эквивалентной толщины зазора в этом случае приходится считаться с дискретностью среды. Опыты проводились в атмосфере аргона. При максимальной толщине зазора, равной 8 мкм (среднее значение), с учетом молекулярных эф-

фактов расчетом было получено значение проводимости среды 5100 Вт/(м²·К), совпадающее с данным эксперимента.

Таким образом, по аналогии с определением проводимости фактического контакта для определения проводимости среды можно использовать те же формулы для определения эквивалентного зазора, подставляя в них максимальную толщину зазора, определяемую в данном случае не шероховатостью, а неплоскостностью контакта.

При использовании результатов обобщенной обработки опытных данных расчетная формула для определения термической проводимости контакта приобретает вид:

$$\alpha_k = \alpha_c + \alpha_m = \frac{\lambda_c Y}{2 (h_{cp1} + h_{cp2})} + 8 \cdot 10^3 \bar{\lambda}_m \left(\frac{p}{3\sigma_B} K \right)^{0.86}, \quad (7-6)$$

где

$$K = 1 \text{ при } h_{cp1} + h_{cp2} \geq 30 \text{ мкм};$$

$$K = \left(\frac{30}{h_{cp1} + h_{cp2}} \right)^{\frac{1}{3}} \text{ при } 10 < h_{cp1} + h_{cp2} < 30;$$

$$K = \frac{15}{h_{cp1} + h_{cp2}} \text{ при } h_{cp1} + h_{cp2} \leq 10 \text{ мкм}.$$

Эта формула дает возможность конструктору выбрать нужную обработку поверхности, обеспечивающую заданное термическое сопротивление контакта.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что при соприкосновении разнородных металлов в расчет принимается $3\sigma_B$ более пластичного металла. Кроме того, при значительной разнице в пластичности вместо $(h_{cp1} + h_{cp2})$ в формулу (7-6) подставляется высота микрошероховатости поверхности более твердого образца.

Уравнение (7-6) целесообразно использовать в обычных проектных расчетах, основанных на предполагаемой чистоте обработки поверхности и общих (табличных) данных о свойствах материалов. Оно справедливо практически для всех металлов до относительных контактных давлений 0,020—0,025.

При длительных нагружениях, особенно при повышенных температурах, необходимо учитывать явление ползучести, что приводит к снижению твердости и соответственно величины термического сопротивления контакта. В этом отношении характерен результат работы [Л.66], показывающий снижение во времени термическо-

го сопротивления контакта урана с магноксом при температуре 425°C . Стабильное значение термического сопротивления, полученное через 5—6 ч после приложения нагрузки, оказалось примерно на порядок меньше первоначального.

Особенно следует подчеркнуть, что приводимые расчеты сохраняют свою строгость до температур в зоне контакта $0,3 T_{\text{плав}}$ [Л.131]. При более высоких температурах меняется поведение металлов под нагрузкой и необходим учет дополнительных факторов.

В особенно тщательных тепловых расчетах при наличии профилограмм поверхностей (отдельно для шероховатости и волнистости) и обстоятельных данных о механических свойствах материалов необходимо использовать теоретическое уравнение, определяя площадь фактического соприкосновения по более совершенным формулам [Л.130].

В тех случаях, когда материал не подвержен значительно наклепу, а поверхности обработаны не выше чем по 6—7-му классу чистоты, для приближенной оценки термического сопротивления контакта можно воспользоваться уравнениями (6-46).

В приведенных зависимостях не принимался во внимание лучистый теплообмен. Наиболее просто, как уже отмечалось, его можно учесть введением эффективной теплопроводности среды, исходя из линейного приближения для записи закона лучистого теплообмена. Для температур в зоне контакта порядка $450\text{—}500^{\circ}\text{C}$ вклад лучистого теплообмена в проводимость контакта ничтожен и по оценке, данной в [Л.65], не превышает 2%. По нашим расчетам и другим источникам [Л.57, 66] и др. эта величина должна быть еще меньше.

В заключение отметим, что обобщенные зависимости (7-5) и (6-46) оказались довольно универсальными. Это расширяет область их применения и позволяет достаточно точно оценивать величину термического сопротивления различных контактов.

При дальнейших исследованиях по контактному теплообмену помимо проведения тщательных опытов в вакууме необходимо обращать особое внимание на геометрические характеристики поверхностей соприкосновения. Это позволит уточнить теоретические результаты и расчетные соотношения.

Список литературы

1. Шлыков Ю. П. Расчет термического сопротивления контакта обработанных металлических поверхностей. — «Теплоэнергетика», 1965, № 10, с. 79—82.

2. Шлыков Ю. П. Исследование контактного теплообмена. Автореф. дис. на соиск. учен. степени д-ра техн. наук. Л., 1965. 17 с. (ЦКТИ).

3. Шлыков Ю. П. Термическое сопротивление контакта обработанных металлических поверхностей. — В кн.: Общие вопросы тепло- и массообмена. Минск, Институт тепло- и массообмена АН БССР, с. 237—246.

4. Тен-Бош Г. Теплопередача. М.-Л., Нефтяное издательство, 1930, 495 с.

5. Weber H. Über die Besslschen Funktionen und ihre Anwendung auf die Theorie der elektrischen Ströme. — «Journal für reine und angewandte Mathematik», 1973, Bd 75, S. 75—105.

6. Хольм Р. Электрические контакты. М., Изд-во инстр. лит. 1961. 464 с.

7. Boeschoten F., von der Held E. The thermal conductance of contacts between aluminium and other metals. — «Physica», 1957, vol. XXIII, № 1, p. 37—44.

8. Шнейдер П. Инженерные проблемы теплопроводности. М., Изд-во иностр. лит., 1960. 478 с.

9. Brunot A. W., Buckland F. F. Thermal contact resistance of laminated and machined joints. — «Trans ASME», 1949, vol. 71, № 3, p. 253—257.

10. Weills N. D., Ryder E. A. Thermal resistance measurements of joints formed between stationary metal surfaces. — «Trans. of the ASME», 1949, vol. 71, № 3, p. 259—266.

11. Швец И. Т., Дыбан Е. П. Контактный теплообмен в деталях турбомашин. — В кн.: Воздушное охлаждение газовых турбин. Киев, Изд-во Киевского ун-та, 1959. 351 с.

12. Getinkale T. N., Fishenden M. Thermal conductance of metal surfaces in contact. — Proc. of the General discussion on heat transfer. September 1951. — «Conduction in Solids and Fluids, ser. III», 1951, p. 271—275.

13. Ильченко О. Т., Капинос В. М. Тепловая проводимость слоя, образованного выступами шероховатости. — «Изв. высших учебных заведений. Энергетика», 1958, № 9, с. 77—89.

14. Ильченко О. Т., Капинос В. М. Термическое сопротивление контактного слоя. — «Труды Харьковского политехн. ин-та. Машиностроение», 1959, том XIX, вып. 5, с. 169—181.

15. Капинос В. М., Ильченко О. Т. К вопросу определения контактного термического сопротивления смешанных пар. — «Труды

Харьковского политехн. ин-та. Машиностроение», 1959, том. XIX, вып. 5, с. 217—223.

16. Skipper R. S. G., Wootton K. J. Thermal resistance between uranium and can.—«Proc. of the second united Nations Internat. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy», 1958, vol. 7, p. 684—690.

17. Шлыков Ю. П., Ганин Е. А. Контактный теплообмен. М.-Л., Госэнергоиздат, 1963. 144 с.

18. Попов В. М. Теплообмен в зоне контакта разъемных и неразъемных соединений. М., «Энергия», 1971. 214 с.

19. Held W. Der Wärmeübergang zwischen bearbeiteten Oberflächen.—«Allgemeine Wärmetechnik», 1957, Bd 8, № 1, S. 1—8.

20. Фрид, Кастелло. Проблема теплового контактного сопротивления в конструкции космических кораблей. — «Ракетная техника», 1962, № 2, с. 66—77.

21. Жукова Р. И. Исследование термического сопротивления контактов в изолирующих опорах и подвесках резервуаров ожиженных газов. Автореф. дис. на соиск. учен. степени кин-та техн. наук. М., 1970. 19 с. (МВТУ им. Баумана).

22. Rogers G. F. C. Heat transfer at the interface of dissimilar metals.—«Int. J. of Heat and Mass Transfer», 1961, vol. 2, p. 150—154.

23. Jacobs R. B., Starr C. Thermal conductance of metallic contacts.—«The Review of Scientific Instruments», 1939, vol. 10, № 4, p. 140—141.

24. Кондратьев Г. М. Тепловые измерения. М., Машгиз, 1957, 244 с.

25. Schauer D. A., Giedt W. H. Contact conductance measurement during transient heating. The third Internat. Heat Transfer Conf. Chicago. 1966, vol. IV, p. 100—108.

26. Мучник Г. Ф., Меерович И. Г. Нестационарная теплопроводность в системах твердых тел, находящихся в контакте. — «Теплофизика высоких температур», 1963, т. 1, № 3, с. 404—408.

27. Меерович И. Г., Керцелли И. Ю. Простой метод нагрева с постоянной скоростью. — «Теплофизика высоких температур», 1965, т. 3, № 5, с. 802—804.

28. Ott L. Untersuchungen zur Frage der Erwärmung elektrischer Maschinen.—«Mitt. über Forschungsarbeiten», 1906, H. 35—36, S. 53—107.

29. Barratt T. Thermal and electrical conductivities of some of the rarer metals and alloys.—«The Physical Society of London Proc.», 1914, vol. XXVI, pt V, p. 347—371.

30. Barratt T. The magnitude of the thermal resistance introduced at the slightly conical junction of two solids, and its variation with the nature of the surfaces in contact.—«The Physical Society of London Proc.», 1915, vol. XXVIII, pt I, p. 14—20.

31. Taylor T. S. The thermal conductivity of insulating and other materials.—«Trans. of the ASME», 1919, vol. 41, p. 605—622.

32. Заварицкий Н. В. Сверхнизкие температуры. М., «Знание», 1959. 24 с.

33. Заварицкий Н. В. Тепловое сопротивление соприкасающихся металлических поверхностей при гелиевых температурах.—«Журнал технической физики», 1951, т. 21, вып. 4, с. 453—458.

34. Berman R. Some experiments on thermal contact at low temperatures.—«J. of Applied Physics», 1956, vol. 27, № 4, p. 318—323.

35. Mendoza E. Les phenomenes cryomagnetiques. College de France, 1948, p. 53—60.
36. Майселл и Скотт. Теплоотвод через изолирующие опоры в низкотемпературном оборудовании. — В кн.: Вопросы глубокого охлаждения. Под ред. М. П. Малкова. М., Изд-во иностр. лит., 1961, с. 390—408.
37. Fishenden M., Kepinski A. Resistance to heat transfer in gap between two parallel surfaces in contact.—Proc. of the 7. Int. Congress for applied mechanics, vol. 3. London. 1948, p. 193—195.
38. Kouwenhoven W. B., Potter J. H. Thermal resistance of metal contacts.—«The Journal of the American Welding Society», 1948, vol. 27, № 10, p. 515—520.
39. Дыбан Е. П., Кондак Н. М. и Швец И. Т. Исследование контактного теплообмена между деталями. — «Известия АН СССР. ОТН», 1954, № 9 с. 63—79.
40. Швец И. Т., Дыбан Е. П. и Кондак Н. М. Исследования по контактному теплообмену между деталями тепловых машин. — «Труды Ин-та теплоэнергетики АН УССР», 1955, вып. 12, с. 21—53.
41. Миллер В. С. Некоторые результаты экспериментального исследования контактного теплообмена. — «Труды Ин-та теплоэнергетики АН УССР», 1960, вып. 18, с. 37—45.
42. Миллер В. С. Определение термических сопротивлений при контактом теплообмене металлокерамических поверхностей. — «Труды Ин-та теплоэнергетики АН УССР», 1960, вып. 20, с. 54—59.
43. Миллер В. С. Результаты экспериментального исследования контактного теплообмена между металлическими плоскими поверхностями. — «Труды Ин-та теплоэнергетики АН УССР», 1960, вып. 20, с. 54—59.
44. Миллер В. С. К вопросу о контактных термических сопротивлениях в тепловыделяющих элементах. — «Труды Ин-та теплоэнергетики АН УССР», 1962, с. 133—139.
45. Миллер В. С. Особенности контактного теплообмена в тепловыделяющих элементах реактора. — «Изв. высших учебных заведений. Энергетика», 1962, вып. 24, с. 133—139.
46. Миллер В. С. Эффективный способ уменьшения контактного термического сопротивления. — «Инженерно-физический журнал», 1963, № 4, с. 71—74.
47. Шлыков Ю. П., Ганин Е. А. Thermal resistance of metallic contacts.—«J. Heat Mass Transfer», 1964, vol. 7, p. 921—929.
48. Шлыков Ю. П., Ганин Е. А. Термическое сопротивление контакта. — «Атомная энергия», 1960, т. 9, вып. 6, с. 496—498.
49. Шлыков Ю. П., Ганин Е. А. и Демкин Н. Б. Исследование контактного теплообмена. — «Теплоэнергетика», 1960, № 6, с. 72—76.
50. Шлыков Ю. П., Ганин Е. А. Экспериментальное исследование контактного теплообмена. — «Теплоэнергетика», 1961, № 7, с. 73—76.
51. Ильченко О. Т. Определение площади контакта двух твердых тел. — «Вестник машиностроения», 1958, № 10, с. 60—64.
52. Cordier H., Maimi R. Etude experimentale de l'influence de la pression sur les resistances thermiques de contact. Comptes Rendus, 1960, vol. 250, № 16.
53. Cordier H. Etude experimentale des resistances thermiques de contact influence de la pression.—«Annales de physique», 1961, tome 6, № 1—2, p. 5—19.

54. Barzeley M. E., Kin Nee Tong, Hollo G. Thermal conductance of contacts in aircraft joints. NACA, 1954, TN 3167, p. 1—49.
55. Barzellay M. E., Kin Nee Tong, Hollo G. Effect of pressure on thermal conductance of contact joints. NACA, 1955, TN 3295.
56. Хижняк П. Е. Некоторые результаты исследований контактного термического сопротивления. — «Изв. высших учебных заведений. Энергетика», 1966, № 2, с. 69—76.
57. Хижняк П. Е. Исследование контактного термического сопротивления. — «Труды Гос. науч.-исслед. ин-та гражданского воздушного флота», 1963, вып. 39, 65 с.
58. Ascoli A., Germagnoli E. Misure sulla resistenza termica di contatto tra superficie piane di uranio e alluminio. — «Energia nucleare», 1956, vol. 3, № 1, p. 23—31.
59. Ascoli A., Germagnoli E. Considerazioni sulla resistenza termica di contatto tra superficie metalliche piane affacciate. — «Energia nucleare», 1956, vol. 3, № 2, p. 113—118.
60. Skipper R. G. S. Heat transfer within reactor fuel elements. — «Atomic Energy Review», 1958, vol. 1, № 3, p. 141—146.
61. Стоп Ж., Энгляндер М., Готрон М. Тепловыделяющие элементы реакторов, охлаждаемых газом высокого давления. Доклад на Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. — В кн.: Ядерное горючее и реакторные материалы. Избранные доклады иностранных ученых, т. 6, доклад 1157. «Госатомиздат», 1959, с. 515—550.
62. Fuel elements for the EL3 high — flux reactor (F). Second United Nat. Internat. Conference on the Peaceful uses of A. E. 1958, paper 1167, p. 463—480. Auth: J. A. Stohr, R. Caillat, M. Gauthron, R. Montagne.
63. Haigh R. E., Dawson P. H. High power heating of a cylindrical tube by electron bombardment of the inside surface. — Brit. J. of Applied Physics», 1961, vol. 12, № 11, p. 609—613.
64. Brutto E., Casagrande J., Perona G. Thermal contact resistance between cylindrical metallic surfaces. — «Energia Nucleare», 1959, vol. 6, № 8, p. 532—540.
65. Sanderson P. D. Thermal resistance of magnox — uranium interface, I — Initial results on effect of uranium oxide thickness. NPCC — FEWP/P100, English. Electr. Co. Ltd., 1957.
66. Pearson J. A. Thermal resistance of joint between a nuclear fuel and its canning material. — «Nuclear Energy», 1962, December.
67. Pearson J. A. Internal heat transfer in fuel elements. — «Nuclear Energy», 1963, June.
68. Rapier A. C., Jones T. M., McIntosh J. E. The thermal conductance of uranium dioxide stainless steel interfaces. — «Int. Journal of Heat and Mass Transfer», 1963, vol. 6, p. 397—416.
69. Ross A. M., Stoute R. L. Heat transfer coefficient between VO₂ and zircaloy 2. — «Atomic Energy of Canada», 1962, report CRFD — 1075. 67 p.
70. Joon Sang Moon, Norris Keeler. A theoretical consideration of directional effects in heat flow at the interface of dissimilar metals. «Int. Journal of Heat and Mass Transfer», 1962, vol. 5, october, p. 967—971.
71. Powell R. W., Tye R. P., Jolliffe B. W., Heat transfer at the interface of dissimilar materials: evidence of thermal — comparator

experiments.— «Int. Journal of Heat and Mass Transfer», 1962, vol. 5, October, p. 897—902.

72. Williams A. Comment on Rogers' paper «Heat transfer at the interface of dissimilar metals.— «Int. Journal of Heat and Mass Transfer», 1961, vol. 3, № 2, p. 159—163.

73. Alcock J. F. Discussion on a review of recent progress in heat transfer.— «Proc. J. Mech. E.», 1943, vol. 149, p. 117—125.

74. Wheeler R. G. Thermal conductance of fuel element materials. Hanford Atomic Products Operation (AEG), report HW 60343, 1959.

75. Graff W. J. Thermal conductance across metal joints.— «Machine Design», 1960, vol. 32, № 15, p. 166—169.

76. Швец И. Т., Дыбан Е. П. Теплообмен при контакте плоских металлических поверхностей. — «Инженерно-физический журнал», 1964, № 3, с. 3—9.

77. Фенеч, Розеноу. Теоретическое определение коэффициента теплопередачи находящихся в контакте металлических поверхностей. — «Теплопередача», 1963, № 1, с. 21—32.

78. Laming L. C. Thermal conductance of machined metal contacts.— «International Developments in Heat Transfer», 1961, pt 1, № 8, p. 65—76.

79. Roess L. C. Theory of spreading conductance. Appendix A of an unpublished report of the Beacon Laboratories of Texas Company. Beacon, New York, 1961.

80. Мак-Лайн С. Лекции по технике реакторостроения. М., «Судпромгиз», 1957. 212 с.

81. Colder fuel element. — «Nuclear Power», 1957, vol. 2, № 17, p. 394.

82. Дельвин Н. Н., Кокорев Л. С. О критерияльных соотношениях при контактном теплообмене в цилиндрических конструкциях. — В кн.: Вопросы теплофизики ядерных реакторов, вып. 3. М., Атомиздат, 1971, с. 62—68.

83. К определению температурных и электрических полей элементов безызоляционных термоэлектрических устройств. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт», 1969, № 5, с. 90—94. Авт.: Н. С. Лидоренко, В. К. Лебедев, Е. А. Ганин, Б. А. Симонов.

84. Харитонов В. В., Кокорев Л. С., Дельвин Н. Н. О роли коэффициента аккомодации в контактном теплообмене. — «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 5, с. 360—361.

85. Черкасский А. Х., Силин Л. Л. Термоэлектрические генераторы. — В кн.: Общие и теоретические вопросы электротехники. Новые источники тока. Т. 5, М., ВИНТИ, 1972, с. 7—175.

86. Грей Э., Метьюз Г. Функции Бесселя и их приложения к физике и механике. М., Изд-во иностр. лит., 1953, 371 с.

87. Чудиновский А. В. Теплофизические характеристики дисперсных материалов. М., Физматгиз, 1962, 456 с.

88. Оделевский В. Н. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем. — «Журнал технической физики», 1951, т. XXI, вып. 6, с. 667—685.

89. Бабанов А. А. Методы расчета коэффициента теплопроводности капиллярно-пористых материалов. — «Журнал технической физики», 1957, т. XXVII, вып. 3, с. 532—543.

90. De Vries D. A. The thermal conductivity of granular materials. Institute du froid, Paris, 1952, p. 115—131.

91. Godbee H. W., Ziegler W. T. Thermal conductivities of MgO , Al_2O_3 and ZrO_2 powders to $850^\circ C$.— «J. of Applied Physics», 1966, vol. 37, № 1, p. 40—64.

92. Bruggeman D. A. G. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen.— «Annalen der Physik», 1935, № 24, S. 636—664.

93. Masamune Sh., Smith J. M. Thermal conductivity of beds of spezial particles.— «Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals», 1963, vol. 2, № 2, p. 136—143.

94. Дульнев Г. Н., Муратова Б. Л. Теплопроводность волокнистых систем.— «Инженерно-физический журнал», 1968, т. 14, № 1, с. 29—35.

95. Каленко Е. А. Термоэлектрические охлаждающие приборы. Л., «Наука», 1967, 283 с.

96. Ганин Е. А. Каричев З. Р., Лебедев В. Ф., Ратнер В. М., Раецкий А. С., Симонов В. А. Экспериментальный термоэлектрический кондиционер.— «Холодильная техника», 1971, № 9, с. 12—15.

97. Ресурсные испытания термоэмиссионного преобразователя.— «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 6, с. 387—390. Авт.: Е. С. Букмхамбетов, Бержаты В. И., В. П. Грицаенко, Ю. И. Данилов и др.

98. Yaters. 3. Intern. Conf. Thermionic Electrical Power Generation. Julich FRG, June 1972, session C-34.

99. Данилов Ю., Кошкин В., Михайлов Т., Михеев Ю., Орлин С. Исследование контактного термического сопротивления в элементах термоэмиссионных преобразователей цилиндрической геометрии. Доклад на Второй международной конференции по термоэмиссионному преобразованию энергии. Май, 1968. Стреза, Италия.— В кн.: Термоэмиссионные преобразователи энергии. М., ВНИИТ, 1969, с. 413—426.

100. Каганер М. Г. Тепловая изоляция в технике низких температур. М., «Машиностроение», 1966, 275 с.

102. Mikesell R. P., Scott R. B. Heat conduction through insulating supports in very low temperature equipment.— Journ. of Research of the NBS, 1956, vol. 7, № 6.

104. Лидоренко Н. С. Новые способы получения электрической энергии.— «Электричество», 1973, № 1, с. 1—5.

105. Дульнев Г. Н., Семяшкин Э. М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. Л., «Энергия», 1968, 359 с.

106. Стыблик В. А., Холодов Н. М. Влияние разбросов теплового контактного сопротивления мощных полупроводниковых приборов с теплоотводом на надежность их работы.— «Вопросы радиоэлектроники. Серия ТРТО», 1968, № 2, с. 139—141.

107. Перепека В. И., Холодов Н. М. Способы крепления мощных полупроводниковых транзисторов и диодов на теплоотводы.— «Вопросы радиоэлектроники. Серия ТРТО», 1968, № 2, с. 149—151.

108. Бочоршвили М. М. Исследование теплоконтактного сопротивления в среде вакуума.— «Научные труды Грузинск. политехн. ин-та имени В. И. Ленина. Физика», 1973, с. 52—55.

109. Смирнов В. И., Матта Ф. Ю. Теория конструкций контактов в электроинной аппаратуре. М., «Советское радио», 1974, 174 с.

110. Михеев М. А. Основы теплопередачи. М.— Л., Госэнергоиздат, 1956, 392 с.

111. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М., Машгиз, 1957. 383 с.
112. Харитонов В. В. Методы расчета контактного теплообмена в тепловыделяющих элементах энергетических установок. Автореф. дис. на соиск. учей. степени к-та техн. наук. М., 1974. 30 с. (МИФИ).
113. Гребер Г., Эрк С., Григуль У. Основы учения о теплообмене. М., Изд-во иностр. лит., 1958. 566 с.
114. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм рядов и произведений. М., Физматгиз, 1963, 1100 с.
115. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М., Гостехиздат, 1951. 606 с.
116. Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций. М., Изд-во иностр. лит., 1949. 798 с.
117. Гринберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1948. 727 с.
118. Hunter A., Williams A. Heat flow across metallic joints — the constriction alleviation factor.— «Int. Journal of Heat and Mass Transfer», 1969, vol. 12, № 4, p. 524—528.
119. Термозлектрические генераторы. М., «Атомиздат», 1971. 288 с. — Авт.: А. С. Охотин, А. А. Ефремов, В. С. Охотин, А. С. Пушкарский.
120. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964. 487 с.
121. Бабич В. М., Копилевич М. Б., Михлин С. Г. Линейные уравнения математической физики. М., «Наука», 1964. 368 с.
122. Pu S. L. Surface temperature on a truncated right circular cone.— «Developments in Mechanics», 1965, vol. 3, pt 1, p. 161—173. Proceedings of the Ninth Midwestern Mechanics Conference Held of the University of Wisconsin, Madison.
123. Лойцанский Л. Г. Механика жидкостей и газов. М., Физматгиз, 1959. 784 с.
124. Микич Б., Карнаскиали Г. Влияние теплопроводности материала покрытия на термическое сопротивление контакта. — «Теплопередача», 1970, № 3, с. 168—175.
125. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М., Изд-во иностр. лит., 1958, т. I. 930 с. и т. II. 896 с.
126. Рашевский П. К. Курс дифференциальной геометрии. М., Гостехиздат, 1956. 420 с.
127. Ластман Б. Радиационные явления в двуокиси урана. Атомиздат, 1964. 288 с.
128. Линник Ю. Б., Хусу А. П. Математико-статистическое описание поверхностей профиля поверхности при шлифовании. — «Инженерный сборник», 1954, т. XIX, с. 154—160.
129. Gruber E. Mechanischer und elektrischer Kontakt zwischen rauhen Oberflächen.— «Elektrotechnische Zeitschrift», Ausgabe A, 1959, Bd 80, № 21, S. 745—748.
130. Демкин Н. Б. Фактическая площадь касания твердых поверхностей. М., Изд-во АН СССР, 1962. 111 с.
131. Рыжов Э. В. Основы расчета стыковых поверхностей деталей машин на контактную жесткость. М., Машгиз, 1962. 143 с.
132. Швецова Е. М. Определение фактических площадок соприкосновения поверхностей на прозрачных моделях. — В кн.: Трение и износ в машинах. М., Изд-во АН СССР, 1953, т. VII, с. 12—33.

133. Archard J. F. Contact and rubbing of flat surfaces.—*J. of Applied Physics*, 1953, vol. 24, № 8, p. 981—988.
134. Dyson J. Hirst W. The true contact area between solids.—*«Proc. of the Physical Society, Section B*, 1954, vol. 67, № 412, p. 309—312.
135. Крагельский И. В., Виноградова И. Э. Коэффициенты трения. М., Машгиз, 1955. 188 с.
136. Рабинович Е. Количественное изучение процесса износа.— В кн.: Машиностроение. Сборники переводов и обзор иностранной периодической литературы. М., 1955, № 1. с. 110—118.
137. Bowden F. P., Tabor D. The friction and lubrication of solids.—*«Oxford University Press»*, 1950, p. 10—32.
138. Крагельский И. В. Трение несмазанных поверхностей. Автореф. дис на соиск. учен. степени д-ра техн. наук, М., 1943.
139. Lodge A. S., Howell H. G. Friction of an elastic solid.—*«Proc. Phys. Soc.»*, ser. B, 1954, vol. 67, № 410, p. 89—97.
140. Площадь фактического контакта сопряженных поверхностей. М., Изд-во АН СССР, 1963. 96 с.—Авт.: П. Е. Дьяченко, Н. Н. Толкачев, Г. А. Андреев, Т. М. Карпова.
141. Демкин Н. Б. Контакт твердых тел при статическом нагружении и трении.— В кн.: Теория трения и износа. М., Машгиз, 1965, с. 26—29.
142. Демкин Н. Б. Исследование площади касания шероховатых поверхностей.— В кн.: Труды второй научно-технической конференции аспирантов и младших научных сотрудников. М., Изд-во АН СССР, 1959, т. I, с. 131—142.
143. Гогоберидзе Д. Б. Твердость и методы ее измерения. М.—Л., Машгиз, 1952, 319 с.
144. Марочкин В. Н. Напряженное состояние в зоне контакта сопряженных поверхностей.— В кн.: Труды семинара по повышению долговечности машин. Вып. 2. Киев, 1958. 16 с.
145. Крагельский И. В., Демкин Н. Б. Определение фактической площади касания.— В кн.: Трение и износ в машинах. М., Изд-во АН СССР, т. XIX, с. 37—62.
146. Крагельский И. В. Об условии деформирования материала на поверхностях трения.— В кн.: Сухое трение. Рига, Изд-во АН Латв. ССР, 1961, с. 5—20.
147. Дьяченко П. Е., Вайиштейн В. Э. Некоторые особенности стандарта на шероховатость поверхности.—*«Стандартизация»*, 1960, № 4, с. 25—29.
148. Крагельский И. В. Трение и износ. М., Машгиз, 1962, 383 с.
149. Костерин Ю. К. Реологические свойства контакта двух твердых тел.— В кн.: Теория трения и износа. М., Машгиз, 1956, с. 104—108.
150. Эванс Ю. Р. Коррозия и окисление металлов. М., Машгиз, 1962. 856 с.
151. Айбиндер С. Г., Клокова Э. Ф. О возникновении сцепления металлов при совместной пластической деформации.—*«Журнал технической физики»*, 1955, т. 25, вып. 13, с. 2356—2364.
152. Клаузинг А. М., Чао Б. Т. Термическое сопротивление контакта в вакууме.—*«Труды амер. общ. инж.-мех.»*, 1965, № 2, с. 98—116.
153. Greenwood J. A. Constriction resistance and the real area of contact.—*«Brit. J. Appl. Phys.»*, 1966, vol. 17, № 12, p. 1621—1633.

154. Hsieh C. K., Touloukian Y. S. Correlation and prediction of thermal contact conductance for nominally flat surfaces. Thermal conductivity. Proc. of the eighth conference. Oct. 1968, N—Y, 1969, p. 477—494.

155. Williams A. Heat transfer through metal to metal joints. Third Int. Heat Transfer. Confer. Chicago. 1966, vol. IV. p. 109—117.

156. Новиков В. С. Фононный перенос тепла через реальный контакт твердых тел. — В кн.: Теплофизика и теплотехника. 1970, вып. 18, с. 126—131.

157. Little W. A. The transport of heat between dissimilar solids at low temperatures.—«Canadian Journal of Physics» 1959, vol. 37, № 3, p. 334—349.

158. Эккерт Э. Р. Введение в теорию тепло- и массообмена. М. — Л., Госэнергоиздат, 1957. 274 с.

159. Билик Ш. М. Макрогеометрия деталей машин. М., Машгиз, 1962. 275 с.

160. Левин Г. Л. Нормирование допустимых отклонений формы плоских поверхностей. — «Стандартизация», 1959, № 11, с. 20—24.

161. Ефремов А. Б., Воробьев В. Н. О контактной задаче теории упругости с одним определяющим параметром. — «Инженерно-физический журнал», 1972, № 6, с. 1107—1112.

162. Черпаков П. В., Миловская Л. С., Косарев А. А. О решении нелинейных контактных задач теплопроводности. — В кн.: Тепло-массообмен-5, Минск, «Наука и техника», 1976, т. 9, с. 70—78.

163. Дандерс Дж., Панек К. Кондуктивный теплообмен между телами с волнистой поверхностью. — «Международный журнал тепло-массопереноса», 1976, т. 19, № 7, с. 731—736.

164. Мак-Мерн О. Осевой контакт конечных упругих цилиндров в применении к сопротивлению теплового контакта. — «Международный журнал тепло-массопереноса», 1971, т. 14, № 9, с. 1480—1498.

165. Пидодня В. Г., Хорольский В. М. Общие методы решения задач контактного теплообмена системы стержней. — «Инженерно-физический журнал», 1977, № 1, с. 149—150.

166. Томас, Проберт. Корреляционные зависимости для контактной теплопроводности в вакууме. — «Теплопередача», 1972, т. 94, № 3, с. 21—27.

167. Говард, Коттон. Влияние теплового контактного сопротивления на перенос тепла между периодически контактирующими поверхностями. — «Теплопередача», 1973, т. 95, № 3, с. 128—129.

168. Ковард Дж. Р. Экспериментальное исследование переноса тепла через периодически контактирующие поверхности. — «Международный журнал тепло-массопереноса», 1976, т. 18, № 4, с. 367—372.

169. Иорданишвили Е. И., Малкович Б. Е., Вейц М. Н. Экспериментальное исследование нестационарного термоэлектрического охлаждения. Режим экстремального тока. — «Инженерно-физический журнал», 1972, № 2, с. 220—226.

170. Попов В. М. К вопросу исследования термического контактного сопротивления. — «Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт», 1976, № 3, с. 170—174.

171. Мальков В. А. Термическое сопротивление контакта обработанных металлических поверхностей в вакууме. — «Инженерно-физический журнал», 1970, т. 18, № 2, с. 259—261.

172. Новопавловский В. С. Вероятностная модель контактной проводимости наполненных полимеров при неплотной упаковке частиц наполнителя. — «Инженерно-физический журнал». 1977, т. 32, № 1, с. 137—138.

173. Флетчер, Смуда, Гайорог. Коэффициент термического контактного сопротивления некоторых материалов с низкой теплопроводностью, применяемых в качестве заполнителей межконтактного промежутка. — «Ракетная техника», 1969, № 7, с. 107—109.

174. Везироглу Т. Н., Юнчу Х., Канач С. Анализ теплопроводности контактов со вставками. — «Международный журнал тепло-массопереноса», 1976, т. 19, № 9, с. 959—966.

175. Ватц, Ангрисст. Контактное термическое сопротивление анизотропных материалов. — «Теплопередача», 1970, т. 92, № 1, с. 18—22.

Оглавление

Предисловие	3
Введение	5
Глава первая. Основные понятия и определения . . .	9
1-1. Общие сведения о тепловом контакте твердых тел. Термическое контактное сопротивление	9
1-2. Составляющие термического контактного сопротивления	14
Глава вторая. Экспериментальные методы и установки для определения термического сопротивления контакта . . .	19
2-1. Методы и установки со стационарным тепловым потоком	19
2-2. Нестационарные методы исследования термического сопротивления контакта	48
Глава третья. Развитие исследований по контактному теплообмену	63
3-1. Экспериментальные работы раннего периода . . .	63
3-2. Современные экспериментальные работы	74
3-3. Экспериментально-теоретические работы	79
3-4. Теоретические работы	104
Глава четвертая. Контактное термическое сопротивление в различных областях техники	130
4-1. Контактный теплообмен в ядерной технике	130
4-2. Контактный теплообмен в аппаратах прямого преобразования энергии	141
4-3. Контактный теплообмен в криогенной технике . . .	172
4-4. Контактные задачи в радиоэлектронике	183
Глава пятая. Теоретический анализ термического сопротивления модельного контакта	187
5-1. Основные положения	187
5-2. Термическое сопротивление среды	192
5-3. Модель термического сопротивления фактического (металлического) контакта	198
5-4. Осесимметричный контакт полугограниченных тел ($Re \rightarrow \infty$)	199
5-5. Плоские задачи контактного теплообмена	206
5-6. Контакт элементарных цилиндров	210
5-7. Учет реальной формы контактирующих выступов . .	225
5-8. Анализ общей задачи	230

5-9. Двуслойная задача	239
Глава шестая. Термическая проводимость реального контакта	244
6-1. Контактное шероховатых поверхностей . . .	244
6-2. Термическая проводимость мест фактического кон- такта	268
6-3. Термическая проводимость газового зазора . . .	284
6-4. Общая тепловая проводимость контакта	293
6-5. Анализ результатов некоторых исследований . . .	294
Глава седьмая. Обобщенное уравнение контактного теплообмена	300
7-1. Экспериментальная проверка аналитического реше- ния	300
7-2. Обобщенное критериальное уравнение	303
Список литературы	317