

ТЕХНОЛОГИЯ МОНТАЖА МОЩНОГО ТРАНЗИСТОРА О ТЕПЛОВОМ СОПРОТИВЛЕНИИ НА ГРАНИЦАХ ПРИПОЯ

Л.Пазинич¹, Л.Сейдман, к.т.н.²

УДК 621.382.3
ВАК 05.27.06

Разработка новых технологических решений для производства изделий твердотельной силовой электроники – непрерывный процесс, и всегда актуальным остается изучение связи теплового сопротивления изделия с технологией его изготовления. Одна из основных задач при монтаже кристаллов полупроводникового прибора (мощного транзистора) – получение низкого теплового сопротивления между активной областью прибора и его корпусом для исключения перегрева транзистора. Наибольший вклад в это сопротивление вносят тепловые сопротивления границ раздела (сопротивление Капицы) между припоем и паяемыми деталями: кристаллом и корпусом транзистора. Авторы рассматривают возможные причины возникновения этих сопротивлений и дают рекомендации по совершенствованию технологии монтажа кристаллов в корпусе.

Наиболее широкое распространение получил способ монтажа кристалла мощного полупроводникового прибора в корпус с помощью пайки различными припоями. Разработанные в большом количестве припои обеспечивают различные температуры пайки и термомеханическую надежность. При этом, одним из основных требований к технологии пайки является обеспечение сплошности контакта, поэтому главное внимание обращают на смачиваемость паяемых припоем деталей. Однако, как показал опыт, достижение видимой

сплошности контакта, оцениваемой просвечиванием образцов рентгеном или ультразвуком при небольших увеличениях, не гарантирует минимального теплового сопротивления контакта [1].

Проведен оценочный расчет тепловых сопротивлений всех слоев структуры мощного транзистора КТ-862, через которые протекает тепловой поток от активной зоны транзистора до корпуса прибора [1]. Сравнение расчетной оценки с экспериментальными данными показало, что сумма тепловых сопротивлений всех слоев структуры транзистора составляет 40–50% от полного измеренного теплового сопротивления транзистора КТ-862, составляющего 0,5–0,7 К/Вт [1]. Объяснение этому факту авторы работы [1] приводят такое же, как и минские ученые в работах [2–8], последние проводили измерения тепловых сопротивлений всех элементов транзистора – как слоев, так и границ раздела между

¹ АО "Государственный завод "Пульсар", заместитель директора Научно-технологического комплекса, главный технолог, pazinich@gz-pulsar.ru.

² АО "Государственный завод "Пульсар", ведущий специалист, seid1@yandex.ru.

ними – методом релаксационной дифференциальной спектроскопии тепловых процессов [9, 10]. В этих работах показано, что кроме тепловых сопротивлений всех слоев из различных материалов, по которым проходит тепловой поток, большой вклад в общее сопротивление вносят тепловые сопротивления границ раздела между различными слоями, и главным образом – тепловое сопротивление двух переходов от слоя припоя к паяным деталям. Причем наибольший вклад (до 50%) вносит сопротивление границы раздела кремниевый кристалл–припой.

Таким образом, передаче тепла препятствуют как слои структуры собранного транзистора, так и границы раздела между ними. В общем случае тепловое сопротивление структуры составляет сумму этих сопротивлений [10]. На основании таких представлений проанализируем имеющиеся работы и полученные экспериментальные данные по тепловому сопротивлению собранных транзисторов. В работах даются два объяснения тому, что большой вклад в общее тепловое сопротивление транзистора может вносить сопротивление границ раздела слоя припоя и паяемых деталей. Рассмотрим эти объяснения подробно.

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧИЯ СВОЙСТВ КОНТАКТИРУЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ

Первое объяснение тому, что существенный вклад в общее тепловое сопротивление транзистора вносит сопротивление границ раздела слоев припоя и паяемых деталей, основано на существовании теплового барьера на границе раздела двух различных материалов. На основе обзорных работ по общей теории образования и моделирования контактного теплового сопротивления [11, 12] рассмотрим имеющиеся результаты теоретических работ и их экспериментальных проверок, касающихся образования контактного теплового сопротивления при пайке кремниевых кристаллов.

Тепловое сопротивление на границе раздела слоев различных материалов (часто называется сопротивлением Капицы) определяется по формуле [11, 13, 14]:

$$R_k = \Delta T / P \text{ [K/Вт]}, \tag{1}$$

где ΔT – разность температур по обе стороны границы раздела, К;

P – тепловой поток через нее, Вт.

Численные модели теплообмена в контакте твердых тел показывают наличие собственного термического сопротивления даже для механически идеальной границы раздела кристаллов, в частности, имеющих структуру алмаза и различающихся только атомной массой. Величина соответствующей теплопроводности составляет, например, для кристаллов

кремния $(0,85-1,53) \cdot 10^9 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$ [15] (рис.1) и для границы раздела кремний-германий $(0,5-2,0) \cdot 10^9 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$ [14].

В области границы раздела наблюдается резкое увеличение температурного градиента (см. рис.1), связанное с рассеянием фононов, проходящих через границу раздела двух кристаллов: фононы, отраженные от барьера, имеют энергию, отличную от энергии проходящих фононов, причем по мере приближения к границе раздела различие усиливается. Это приводит к возрастанию градиента средней энергии фононов и, как следствие, к увеличению градиента температуры вблизи границы раздела [15].

Авторы работ [13, 16], как и авторы многих других [2–8, 12, 13, 17–19], аналогично объясняют существование собственного термического сопротивления тесного контакта твердых тел рассеянием электронов и фононов на границе раздела непрерывных сред. Дело в том, что перенос тепла происходит по-разному в зависимости от электрофизических свойств материалов, применяемых в тех или иных устройствах и определяющих механизм тепловой проводимости: электронный (металлы), фононный (неметаллы) или смешанный (металлы, полупроводники). Особого внимания заслуживают границы раздела. Из них основной вклад в тепловое сопротивление вносят границы, в которых происходит тепловое взаимодействие тел с разными диэлектрическими свойствами, например металла с диэлектриком или полупроводником. В таких случаях необходимо отдельно рассматривать пространственно разделенные электронную и фононную проводимости, а затем взаимодействие их носителей в контакте. В материалах со смешанной тепловой проводимостью электроны и фононы про-

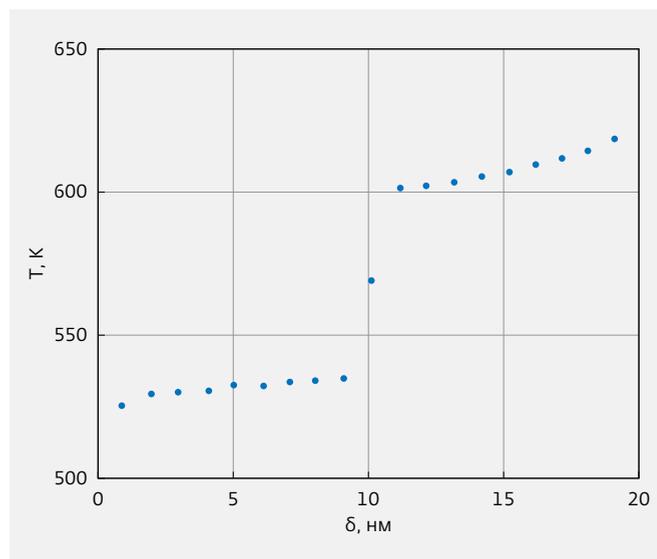


Рис.1. Профиль температуры, рассчитанный для двухслойного кристалла Si [15]

странственно совмещены, что приводит к необходимости рассмотрения электрон-фононного взаимодействия в пределах одной среды [16].

Установлено, что чем больше различается механизм теплопроводности между контактирующими материалами, тем больше тепловой барьер между ними. Как уже отмечалось, это связано с рассогласованием фононных подсистем по обе стороны границы полупроводник–металл [2–8, 12, 13, 17–19], где тепловая энергия передается от фононов в кремнии электронам в металле.

Одна из моделей, так называемая акустическая модель (АМ) [20], трактует возникновение барьерного теплового сопротивления как результат отражения фононов на разрыве регулярной кристаллической решетки. При переходе через этот разрыв меняются свойства материала, в частности плотность и скорость звука, то есть его акустическое сопротивление. Это аналогично рассогласованию показателей преломления двух различных оптических материалов. Несовпадение акустических сопротивлений по обе стороны границы влияет на прохождение фононов через эту границу. На основании АМ-модели пропускание энергии фононов через границу раздела от материала А к материалу В рассчитывается по формуле:

$$t_{AB} = \frac{4Z_A Z_B}{(Z_A + Z_B)^2}, \quad (2)$$

где $Z = \rho \cdot c$ – акустическое сопротивление материала, в котором c – скорость звука и ρ – плотность материала соответственно [20].

В АМ-модели не учитываются свойства границы раздела, а только взаимодействие двух материалов. Существуют и другие модели для расчета теплового контак-

ного сопротивления $R_{к}$, обзор которых сделан в работах [11, 12, 20, 21]. Рассчитанные по различным моделям и измеренные во многих работах тепловые сопротивления сплошных границ раздела различных материалов имеют очень низкую величину $(0,1-1,0) \cdot 10^{-9} \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}$ и пересчитанные для площадей реальных кристаллов транзисторов [1] дают пренебрежимо малый вклад $(0,25-2,5) \cdot 10^{-5} \text{ К/Вт}$ в общее тепловое сопротивление транзистора, составляющего десятые доли К/Вт.

Второй переход между припоем и металлическим покрытием корпуса транзистора также создает тепловое сопротивление, но ввиду одинаковости механизмов переноса тепла у двух металлов (припой – металлизация корпуса транзистора) это тепловое сопротивление тоже сравнительно невелико [2–8, 12, 13, 17–19], на один-два порядка ниже экспериментально измеренных значений в транзисторах.

Таким образом, величина теплового барьера, возникающего на границе раздела двух различных материалов, недостаточна для объяснения заметного увеличения общего теплового сопротивления собранного транзистора.

ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТЕЙ СОЕДИНЯЕМЫХ ДЕТАЛЕЙ

Вторым возможным объяснением того, что большой вклад в общее тепловое сопротивление транзистора вносит сопротивление границ раздела слоя припоя и паяемых деталей, является несплошность паяного контакта из-за шероховатости поверхностей соединяемых деталей. Поскольку контроль этого параметра на просвечивающей рентгеновской установке не выявил пустот размером более десятой доли миллиметра между припоем и паяемыми поверхностями [1, 22], остается пред-

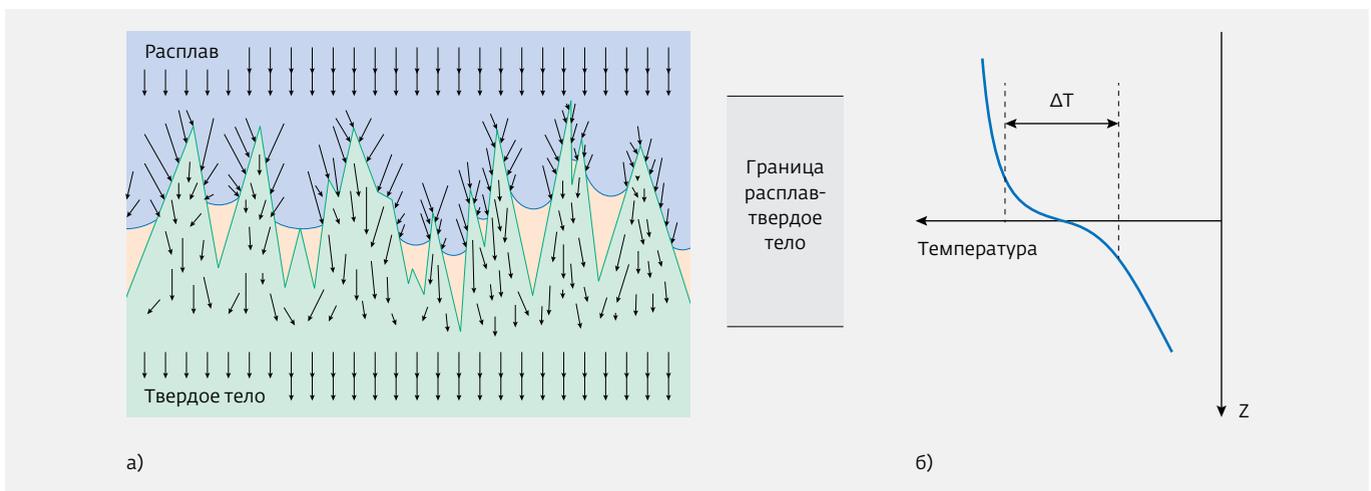


Рис.2. Схема контакта расплава с твердым телом, иллюстрирующая стягивание потоков тепла, проходящих через контактирующие микроплощадки на границе раздела (а), и температурный профиль на границе раздела (б) [23]

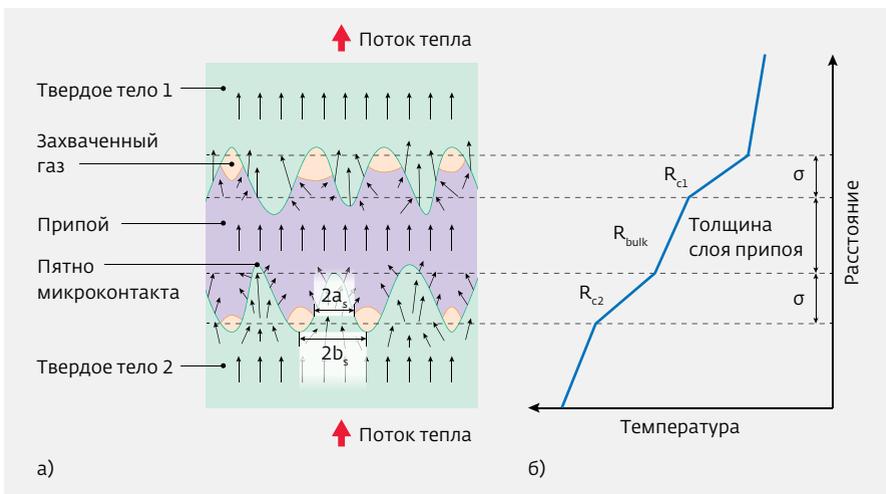


Рис.3. Образование в структуре твердое тело – затвердевший припой – твердое тело контактного теплового сопротивления (а) и его составляющих (б) [24]

положить, что имеют место нано- и микрополости, размер которых соответствует размеру шероховатостей этих поверхностей, и в таком случае остатки газа в этих полостях могут мешать их заполнению расплавленным припоем [23–26]. Действительно, при расплавлении припоя образуются локальные области (рис.2) [23], которые сохраняются и после затвердевания припоя (рис.3) [24].

Подробно распределение тепловых потоков в местах локального контакта показано на рис.4 [25]. Поскольку оставшийся в полостях газ имеет теплопроводность на несколько порядков меньшую, чем металлический припой, газовые полости в паяном соединении уменьшают эффективную площадь контакта и, соответственно, общую теплопроводность паяного соединения [26], обра-

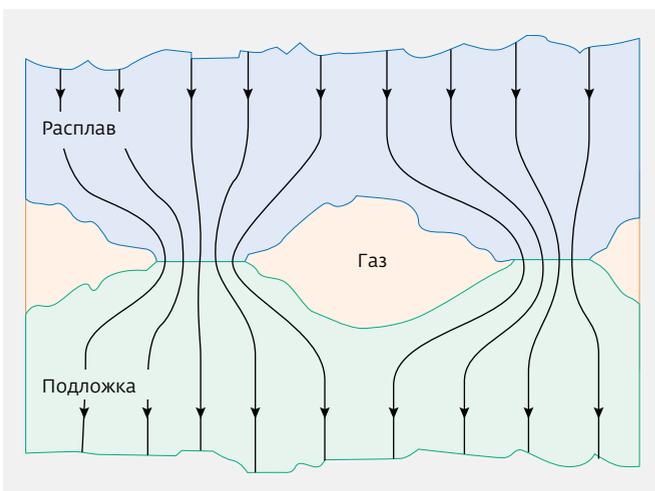


Рис.4. Распределение тепловых потоков в местах локального контакта [25]

зая тем самым тепловой барьер (см. рис.2) [23].

Модели роста теплового сопротивления из-за шероховатости паяемых поверхностей применимы к обоим случаям взаимодействия припоя с паяемыми поверхностями: при хорошем смачивании (рис.5а) и плохом смачивании (рис.5б) [23]. И в том и в другом случае имеет место герметизация полостей с заключенным в них рабочим газом.

Подтверждение роли нано- и микронеровностей можно найти также в работе [17], авторы которой измеряли тепловую проводимость контакта на трех стадиях его транс-

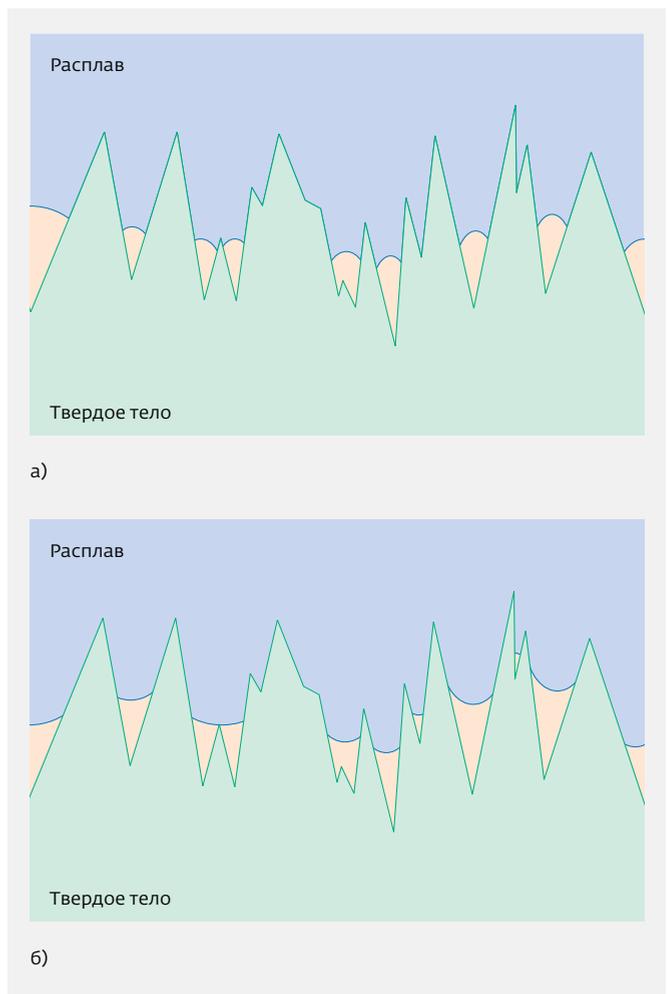


Рис.5. Схема контакта жидкости с твердым телом, иллюстрирующая два возможных случая контакта: а – хорошее смачивание и б – плохое смачивание [23]

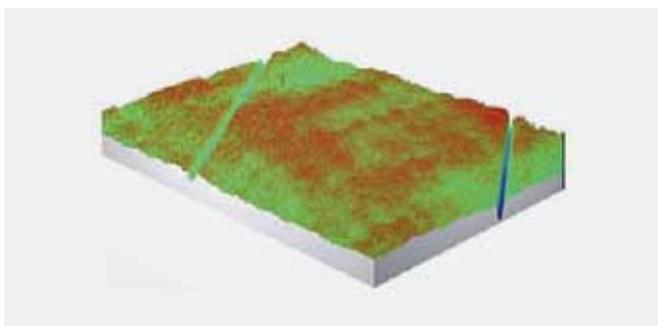


Рис.6. Неровности в виде системы канавок глубиной до 1 мкм, которые остались после алмазной шлифовки кремния [27]

формации: в жидком металле (меди) с твердым металлом, на стадии затвердевания и уже в затвердевшем состоянии. После затвердевания жидкого металла проводимость оказалась в диапазоне $(0,2-1,5) \cdot 10^4$ Вт/м²·К, причем наиболее вероятная величина – $0,5 \cdot 10^4$ Вт/м²·К [17].

Рассчитанные по моделям [17, 23–25] и измеренные тепловые сопротивления соприкасающихся твердых тел с шероховатой поверхностью дают величину теплового сопротивления в диапазоне $10^{-5}-10^{-4}$ м²·К/Вт [24, 23], после пересчета для площади кристалла реального транзистора [1] значения составляют 0,25–2,5 К/Вт и близки к величинам общего теплового сопротивления транзистора [1]. Это позволяет считать именно их ответственными за возникновение тепловых барьеров на границах раздела припоя и паяемых деталей.

ВИДЫ НЕРОВНОСТЕЙ НА ОБРАТНОЙ СТОРОНЕ КРЕМНИЕВЫХ КРИСТАЛЛОВ И ИХ КОРПУСОВ

На поверхности обратной стороны кремниевого кристалла могут находиться неровности двух типов: оставшиеся после предшествующих механических обработок кремниевой пластины и образованные шероховатостью поверхности нанесенных на обратную сторону кристалла системы металлизации.

Неровности остаются после предшествующих механических обработок: например, после алмазной шлифовки образуется система канавок глубиной до 1 мкм (рис.6) [27], а после химико-механической полировки шероховатость составляет единицы нанометров [28].

К неровностям, связанным с механической обработкой поверхности обратной стороны кремниевого кристалла, добавляются еще нано- и микронеровности поверхности пленочной металлизации, если она наносится на обратную сторону кремниевого кристалла в вакууме [28]. Было показано, что в условиях большого пересыщения паров, в частности при термическом нанесении на ненагретую подложку, образуется металлическая пленка с развитым ростовым рельефом поверхности. Реальную и подробную

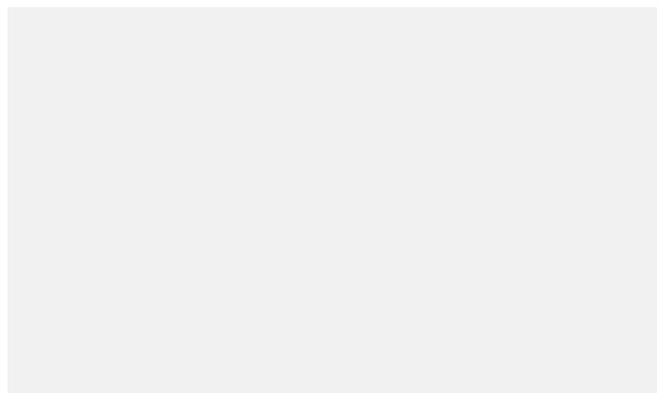
картину шероховатости поверхности получили на атомно-силовом микроскопе (АСМ) [28]. Оказалось, что высота выступов над средней линией профиля пленки никеля составляет 10–50 нм, что существенно выше высоты выступов в пленке титана 1–2 нм, которая является адгезионным подслоем примененной в работе [28] системы металлизации Ti–Ni. Следует отметить, что выступы (выявленные методом атомно-силовой микроскопии, АСМ) типичной ширины, не превышающей 0,1–0,2 мкм, в оптических микроскопах, в том числе и лазерном, не видны, так как они (выступы) ниже разрешения оптических микроскопов.

ВЛИЯНИЕ ВАКУУМА НА ПРОЦЕСС ПАЙКИ

Поскольку газ, заполняющий микрополости, может препятствовать проникновению в них расплавленного припоя и формированию сплошного контакта, его необходимо удалить. Прямой способ удаления газа из полостей, образовавшихся среди неровностей поверхности, – его откачка до начала процесса пайки [26, 29]. Чтобы оценить влияние и понять принцип действия вакуума, рассмотрим типовой режим пайки изделий в вакууме, который создается в камере дважды [29]. Первый раз – сразу после помещения продукта пайки в рабочую камеру в целях удаления из нее воздуха. После создания вакуума камера может быть наполнена специальным газом или смесью газов. Второй раз вакуум создается в момент расплавления припоя [26, 29], что позволяет, по мнению авторов [26, 29], удалить газ из образовавшихся полостей.

Авторы работ [26, 29] создавали вакуум в камере пайки в момент расплавления припоя, так как после данной процедуры припой закрывает выход газа из микрополостей между припоем и паяемыми поверхностями (см. рис.5) [23]. С этой точки зрения, по нашему мнению, целесообразно вести пайку без использования флюса, который может помешать откачивать газ из микрополостей, заполняя зазоры между поверхностями паяемых деталей и еще твердым припоем.

Благодаря применению флюса обычно удаляются окисные пленки и улучшается смачиваемость припоем



паяемых поверхностей. Остатки флюса приходится тщательно удалять с помощью отмывки, так как зачастую они становятся причиной выхода изделия из строя [29]. Однако возможна и безфлюсовая пайка [29]. Этот способ пайки целесообразно использовать при производстве изделий для ответственного применения. Технология пайки без флюса более "чистая", так как после пайки отсутствуют загрязнения веществами, входящими в состав флюса. В этом случае специальная атмосфера, создаваемая в рабочей камере, должна не только обеспечивать активацию поверхностей при пайке, но и препятствовать образованию окислений. Такой окружающей средой может служить вакуум.

Помимо способов бесфлюсовой пайки, перечисленных в работе [29], есть еще один способ такой пайки – когда обратная сторона кремниевого кристалла металлизирована. В этом случае не надо удалять слой окисла кремния для улучшения смачиваемости поверхности кремния припоем. Поэтому можно отказаться от использования флюса [26]. В противном случае затеканию припоя в пустоты неровностей на поверхности могут помешать остатки флюса или его паров, заполнивших эти пустоты еще до расплавления припоя, поскольку им некуда выйти из полостей [26].

ВЛИЯНИЕ НА ТЕПЛОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ПЛЕНОК

Особый случай: введение в контакт твердое тело–припой промежуточных пленок, металлических или диэлектрических. Вследствие малой толщины обычно используемых пленок их термические сопротивления близки к нулю, однако границы раздела между ними и подложкой могут внести свой вклад в общее тепловое сопротивление.

Влияние на тепловое сопротивление контакта материала тонкой промежуточной пленки исследовалось в работе [30], авторы которой путем расчета по разработанной ими модели (рис.7) установили, что при заданной разности температур тепловой поток через тонкую пленку зависит от ее разупорядоченности. Чем больше

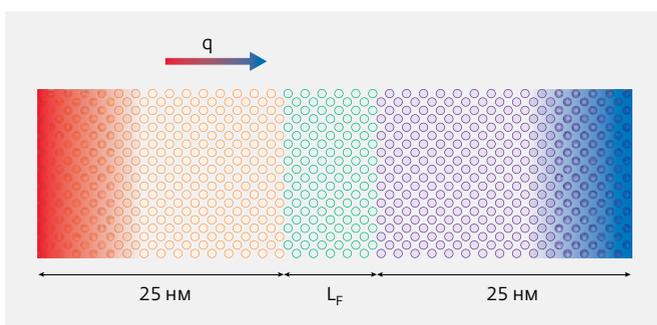


Рис.7. Атомная структура моделируемых областей [30]. L_p – толщина пленки, q – поток тепла

структурная разупорядоченность пленки, тем выше ее тепловое сопротивление, за исключением очень тонкой пленки ($L < 2$ нм). Авторы также пришли к выводу, что если пленка представляет собой смесь атомов двух соединяемых материалов и ее толщина не превышает нескольких атомных слоев, тепловое сопротивление будет пониженным, независимо от структуры этой пленки: упорядоченная или аморфная. Если промежуточная пленка толстая, то ее тепловое сопротивление начинает доминировать в общем тепловом сопротивлении контакта [30]. Но при всех обстоятельствах величина теплового сопротивления не превышает $3 \cdot 10^{-8}$ м²·К/Вт.

Низкое тепловое сопротивление промежуточных металлических пленок и их границ раздела объясняется еще и тем, что нанесенные методом вакуумного напыления пленки повторяют исходную поверхность подложки, не образуя с ней каких-либо полостей с пониженной теплопроводностью. Например, при хорошей адгезии пленок золота к кремниевой подложке тепловое сопротивление их границы раздела практически не зависело от шероховатости поверхности подложки [31]. В этой работе пленку золота наносили на поверхность кремния испарением в вакууме так же, как и адгезионную пленку титана (4 нм). Перед этим пластину отмывали в растворах и с некоторых образцов химически удаляли окисел. При всех видах предварительной обработки подложки пленки титана и окисла препятствовали взаимодействию кремния с золотом (отжига образцов не было), чем повышали тепловое сопротивление контакта, но, как было показано в работе [31], сопротивление не превышало $2 \cdot 10^{-8}$ м²·К/Вт. То есть даже оставшаяся пленка естественного окисла кремния не вносила заметного вклада в увеличение теплового сопротивления контакта [31]. Такое же низкое тепловое сопротивление контакта было получено для пленок алюминия, нанесенных в вакууме на кремниевую подложку [32]. В пересчете к площади реального кристалла транзистора [1] такое сопротивление даст пренебрежимо малую добавку – $7,5 \cdot 10^{-4}$ К/Вт.

Низким тепловым сопротивлением введенных металлических пленок и образованных ими границ раздела объясняется тот факт, что введение какой-либо металлизации Ti–Au, Ti–Ni–Ag или Ti–Ni с обратной стороны кристалла не увеличивает тепловое сопротивление перехода от кристалла через металлические пленки к припою. Это дает возможность успешно использовать их в технологии пайки кристаллов транзисторов в корпуса.

Таким образом, в современных процессах пайки кристаллов мощных транзисторов в корпуса, как правило, достигают видимую при небольших увеличениях сплошность теплового контакта. Но при этом большой вклад в тепловое сопротивление транзисторов вносят тепло-

вые барьеры между припоем и паяемыми поверхностями кристалла и корпуса транзистора, причем основной вклад вносит тепловой барьер между кремниевым кристаллом и припоем. Последнее связано, по-видимому, с микрошероховатостью обратной стороны кремниевого кристалла.

Снижение этого теплового барьера становится основной задачей совершенствования технологии монтажа кристаллов в корпуса, когда уже достигнута видимая при небольшом увеличении сплошность контакта. В этом случае снижению контактного теплового сопротивления будут способствовать:

- удаление рабочего газа печи, оставшегося в полостях между неровностями поверхности на границе раздела жидкого припоя и кристалла путем пайки в вакууме. Причем вакуум должен создаваться еще до расплавления припоя, то есть до возможной герметизации этих полостей;
- отказ от использования флюса, когда обратная сторона кремниевого кристалла металлизирована. В этом случае уже нет необходимости удалять слой окисла кремния для улучшения смачиваемости поверхности кремния. В противном случае затеканию припоя в полости

между неровностями поверхности могут мешать заполнившие их остатки флюса или его паров.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Аносов В.С., Сейдман Л.А. и др.** Исследование технологии монтажа кремниевых кристаллов мощных транзисторов в позолоченные и никелированные корпуса с помощью сплава ПСр-2,5 // *Электронная техника*. 2016. № 2. С. 62–68. (Сер.2. Полупроводниковые приборы)
2. **Турцевич А.С. и др.** Исследование качества пайки кристаллов мощных транзисторов релаксационным импеданс-спектрометром // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*. 2012. № 5. С. 44.
3. **Васьков О.С., Кононенко В.К., Нисс В.С., Турцевич А.С., Рубцевич И.И., Соловьев Я.А., Керенцев А.Ф.** Тепловые параметры, структура и дефектность посадки мощных полевых транзисторов // 5-я Международная научная конференция "Материалы и структуры современной электроники". 10–11 октября 2012. Минск. Беларусь. С. 27–30.
4. **Нисс В.С. и др.** Сравнительный анализ тепловых параметров мощных биполярных транзисторов различных производителей // 7-я Международная научно-техническая конференция "Приборостроение-2014", секция 3. Физические,

- физико-математические, материаловедческие и технологические основы приборостроения. С. 356.
5. **Васьков О.С., Нисс В.С., Кононенко В.К., Турцевич А.С., Рубцевич И.И., Соловьев Я.А., Керенцев А.Ф.** Диагностика технологических характеристик мощных транзисторов с помощью релаксационного импеданс-спектрометра тепловых процессов // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2014. № 1. С. 47–52.
 6. **Нисс В.С., Васьков О.С., Турцевич А.С., Керенцев А.Ф., Кононенко В.К.** Оценка тепловых параметров мощных биполярных транзисторов методом релаксационной дифференциальной спектроскопии // Приборы и методы измерений. 2015. Т. 6. № 2. С. 249–256.
 7. **Vaskou A.S., Niss V.S., Kononenko V.K., Turtsevich A.S., Rubtsevich I.I., Solov'ev Ya.A., Kerentsev A.F.** Diagnostics of the Technological Characteristics of High-Power Transistors Using Relaxation Impedance Spectrometry of Thermal Processes // Russian Microelectronics. 2015. V. 44. № 8. P. 579–584.
 8. **Нисс В.С., Васьков О.С., Турцевич А.С., Керенцев А.Ф., Кононенко В.К.** Приборы и методы измерений: научно-технический журнал. 2015. Т. 6. № 2. С. 249–256.
 9. **Бумай Ю.А., Васьков О.С., Кононенко В.К., Ломако В.М.** Релаксационный импеданс-спектрометр тепловых процессов // Электроника инфо. 2010. № 3. С. 58–59.
 10. **Bumai Yu.A.** Measurement and analysis of thermal parameters and efficiency of laser heterostructures and light-emitting diodes / Yu.A.Bumai. A.S.Vaskou, V.K.Kononenko // Metrology and Measurement Systems. 2010. V. 17. № 1. P. 39–46.
 11. **Меснянкин С.Ю., Викулов А.Г., Викулов Д.Г.** Современный взгляд на проблемы теплового контактирования твердых тел // УФН. 2009. Т. 179. № 9. С. 945–970.
 12. **Hopkins P.E.** Thermal transport across solid interfaces with nanoscale imperfections: effects of roughness, disorder, dislocations, and bonding on thermal boundary conductance // ISRN Mechanical Engineering. 2013.
 13. **Norris P.M., Hopkins P.E.** Examining interfacial diffuse phonon scattering through transient thermoreflectance measurements of thermal boundary conductance // Journal of Heat Transfer. 2009. V. 131. № 4. P. 043207.
 14. **Balasubramanian G., Puri I.K.** Heat conduction across a solid-solid interface: Understanding nanoscale interfacial effects on thermal resistance // Applied Physics Letters. 2011. V. 99. № 1. С. 013116.
 15. **David G. Cahill and all.** Nanoscale thermal transport // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. № 2. P. 793–818.
 16. **Коршунов И.Г., Черанев В.И., Тарасов Б.Н.** Влияние границы раздела сред на теплофизические свойства биметаллических структур // Химия и компьютерное моделирование. Бутлеровские сообщения. 2002. С. 275–277.
 17. **Wang G.X., Matthys E.F.** Experimental investigation of interfacial thermal conductance for molten metal solidification on a substrate // Journal of Heat Transfer. 1996. V. 118. № 1. P. 157–163.
 18. **Hopkins P.E., Norris P.M., Stevens R.J.** Influence of inelastic scattering at metal-dielectric interfaces // Journal of Heat Transfer. 2008. V. 130. № 2. P. 022401.
 19. **Wang Y., Ruan X., Roy A.K.** Two-temperature nonequilibrium molecular dynamics simulation of thermal transport across metal-nonmetal interfaces // Physical Review B. 2012. V. 85. № 20. P. 205311.
 20. **David G. Cahill and all.** Nanoscale thermal transport // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. № 2. P. 793–818.
 21. **David G. Cahill and all.** Nanoscale thermal transport. II. 2003–2012. Appl. Phys. Rev. 2014. V. 1. № 1. P. 011305 1–45.
 22. **Аносов В.С., Сейдман Л.А. и др.** Монтаж кремниевых кристаллов в позолоченных корпусах с помощью эвтектического сплава кремний-золото // Электронная техника. 2016. № 1. С. 64–72. (Сер.2. Полупроводниковые приборы)
 23. **Hamasaïd A. et al.** A predictive model for the thermal contact resistance at liquid–solid interfaces: analytical developments and validation // International Journal of Thermal Sciences. 2011. V. 50. № 8. P. 1445–1459.
 24. **Yuan C. et al.** An improved model for predicting thermal contact resistance at liquid–solid interface // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. V. 80. P. 398–406.
 25. **Amara M. et al.** A 3D computational model of heat transfer coupled to phase change in multilayer materials with random thermal contact resistance // International Journal of Thermal Sciences. 2009. V. 48. № 2. P. 421–427.
 26. **Валев С.** Вакуумная пайка в производстве силовой электроники. Современное решение для лабораторного и крупносерийного производства // Силовая электроника. 2006. № 3.
 27. **McLellan N. et al.** Effects of wafer thinning condition on the roughness, morphology and fracture strength of silicon die // Journal of Electronic Packaging. 2004. V. 126. № 1. P. 110–114.
 28. **Ванюхин К.Д., Воронова А.А., Евсеева Е.М., Еремин И.С., Захарченко Р.В., Каргин Н.И., Коленцова О.С., Сейдман Л.А.** Влияние шероховатости поверхности металлических пленок на точность измерения их толщины с помощью профилометра // Вестник НИЯУ МИФИ. 2014. Т. 3. № 5. С. 548–555.
 29. **Антон Кантер.** Вакуумная пайка – залог качественного паяного соединения // Технологии в электронной промышленности. 2013. № 6. С. 30–33.
 30. **Cheng Shao, Hua Bao.** A molecular dynamics investigation of heat transfer across a disordered thin film // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. V. 85. P. 33–40.
 31. **Duda J.C. et al.** Influence of interfacial properties on thermal transport at gold: silicon contacts // Applied Physics Letters. 2013. V. 102. № 8. P. 081902.
 32. **Duda J.C., Hopkins P.E.** Systematically controlling Kapitza conductance via chemical etching // Applied Physics Letters. 2012. V. 100. № 11. P. 111602.