

## Физический механизм работы вакуумного датчика Пирани в режиме стабилизации температуры

© Е.В. Рутков,<sup>1</sup> О.А. Беляева,<sup>2</sup> Н.А. Белик,<sup>2</sup> Е.Ю. Афанасьева,<sup>1</sup> Д.Б. Салин,<sup>3</sup> Н.Р. Галль<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>ТЕХНАН,

199155 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Современные вакуумные системы,

194223 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: rutkov@ms.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 23 октября 2023 г.

В окончательной редакции 28 ноября 2023 г.

Принято к публикации 14 декабря 2023 г.

Проведено экспериментальное изучение процессов на поверхности металлического нагревателя (нити), определяющих физический механизм работы вакуумного датчика типа Пирани в широком интервале давлений  $1000-10^{-3}$  mbar для основных компонент воздуха: азота и кислорода. Показано, что в режиме стабилизации постоянной температуры нагревателя механизм отвода тепла газом с поверхности существенно меняется при изменении давления. При  $p = 10^{-3} - 10^{-1}$  mbar тепло отводится молекулами, адсорбирующимися на поверхности поверх слоя хемосорбированных атомов азота или кислорода. При больших давлениях молекулярный слой оказывается практически полностью заполнен, и дополнительный отвод тепла осуществляется молекулами адсорбирующимися во второй (физадсорбционный) слой; при этом эффективность отвода тепла резко уменьшается, почти в 1000 раз в расчете на одну молекулу.

**Ключевые слова:** измерение вакуума, датчик Пирани, вольфрам, азот, молекулярная хемосорбция, термическая десорбция.

DOI: 10.61011/JTF.2024.02.57090.269-23

### Введение

Термоэлектрические датчики, в частности датчик, предложенный М. Пирани в начале прошлого столетия [1], остаются основным средством измерения уровня так называемого „низкого“ вакуума, т.е. давлений, лежащих в интервале от 1000 mbar (одной атмосферы) до уровня  $10^{-2} - 10^{-3}$  mbar. Важной научно-технической задачей, которой посвящено большое число публикаций [2–9], является стремление расширить измеряемый диапазон со стороны низких давлений. В самом деле, расширение этого диапазона хотя бы на один порядок, до уровня  $10^{-3} - 10^{-4}$  mbar, позволило бы надежно состыковать термоэлектрический датчик с магниторазрядным высоковакуумным, использующим зависимость тока ионного разряда от давления. На сегодня комбинация этих двух датчиков является основной для подавляющего большинства широкодиапазонных вакуумметров.

В последнее время усилия многих авторов сосредоточены на разработке датчиков Пирани, основанных на современных тонкопленочных системах с использованием технологии МЭМС (микроэлектромеханические системы) [6]. С физической точки зрения такой подход выглядит перспективным, так как позволяет достичь высокого отношения поверхности нагревателя к его объему. В то же время традиционные нагреватели из тонкой проволоки сохраняют свое значение, так как про-

сты технологически и надежны. При этом физические процессы, которые определяют работу датчика, едины вне зависимости от типа нагревателя.

Одной из научных проблем, стоящей на пути решения поставленной выше задачи, является отсутствие ясного молекулярного физического механизма, позволяющего предпочесть тот или иной тип работы нагревателя термоэлектрического датчика. Эмпирически было установлено, что режим работы, связанный со стабилизацией сопротивления проволочного нагревателя, а значит и его температуры, является предпочтительным. Но в чем его физическая причина? Само по себе рассмотрение тепловых процессов в датчике на основе моделей, представленных в [10] и [2], не позволяет сделать таких выводов.

Физические процессы, протекающие на поверхности проволочного нагревателя в датчике Пирани в широкой области давлений газа, изучались в нашей работе [11]. Использовалась молибденовая нить диаметром  $150 \mu\text{m}$  в качестве нагревательного элемента и азот или воздух в качестве газа. В работе был развит физический молекулярный механизм, позволяющий качественно объяснить широко известные Z-образные кривые зависимости сопротивления нагревателя от давления газа. Однако не были рассмотрены механизмы, влияющие на тип работы датчика.

Настоящая работа посвящена рассмотрению физического механизма, лежащего в основе работы датчика типа Пирани, в применении к методам стабилизации температуры или тока при работе нагревателя.

## 1. Техника и методы эксперимента

Основные эксперименты проводили на коммерческом датчике типа Пирани Технан НВ 2, в котором использовался нагреватель из вольфрамовой проволоки диаметром  $100\ \mu\text{m}$  в виде спирали диаметром  $8\ \text{mm}$  и длиной  $100\ \text{mm}$ , свободно расположенной на молибденовых держателях. Вольфрам является технически доступным материалом с хорошими электрофизическими параметрами и технологической воспроизводимостью. Для экспериментов к датчику подключались лабораторные блоки питания, что позволяло не ориентироваться на режимы работы, заложенные в программу его контроллера.

Часть опытов проводили в сверхвысоковакуумном оже-спектрометре ( $p \leq 1 \cdot 10^{-10}$  Торг) высокого разрешения ( $\Delta E/E \leq 0.1\%$ ) с призменным энергоанализатором [12]. Хотя адсорбционные свойства молибдена и вольфрама близки, однако имеются и значимые различия [13,14], поэтому представлялось необходимым изучить реальные закономерности адсорбции и десорбции атмосферных газов на поверхности вольфрама для сравнения с результатами работы [11].

W- и Mo-образцы в виде тонких лент размером  $40 \times 1 \times 0.02\ \text{mm}$  очищались прогревом до высоких температур  $1800\ \text{K}$  в атмосфере кислорода при  $p_{\text{O}_2} \sim 1 \cdot 10^{-5}$  Торг и затем в сверхвысоком вакууме при  $T = 2200\ \text{K}$ . После очистки на поверхности наблюдались только оже-пики вольфрама или молибдена соответственно. Температуру образцов при  $T > 900\ \text{K}$  измеряли оптическим микропирометром, а при  $T < 900\ \text{K}$  с помощью квадратичной экстраполяции зависимости температуры от тока накала образца. Неоднородность температуры вдоль образцов была меньше  $10\ \text{K}$  на практически всей длине. В качестве газовой среды использовали азот, кислород и атмосферный воздух. При прогреве ленты текстурировались, и на поверхность выходили грани (100)W и (100)Mo, что соответствовало измеренным работам выхода  $e\phi_{\text{W}} = 4.65\ \text{eV}$  и  $e\phi_{\text{Mo}} = 4.45\ \text{eV}$  [15].

В качестве второй экспериментальной установки использовался вакуумный лабораторный стенд, откачиваемый безмасляным спиральным форвакуумным насосом с последующей откачкой до высокого вакуума  $\sim 10^{-7}$  mbar с помощью турбомолекулярного насоса. Нагрев W-проволоки и лент осуществлялся путем прямого пропускания постоянного тока. На стенде имелся игольчатый натекатель, позволяющий плавно изменять давление газа в камере, и порт для присоединения баллона с газом.

Температуру вольфрамовых нитей в датчике для всего диапазона давлений определяли, используя известную

формулу  $R_t = R_0(1 + \alpha t)$ , где коэффициент  $\alpha$  считали постоянным,  $\alpha = 4.7 \cdot 10^{-3}\ \text{°C}^{-1}$  [16]. В области пирометрических температур в высоком вакууме дополнительно использовали микропирометр. Отметим, что получено хорошее согласие с температурой, определенной выше упомянутым способом. Для точного определения сопротивления нитей использовали четырехпроводную систему, когда питание накала нити было „развязано“ с измерением падения напряжения на ней.

## 2. Результаты и их обсуждение

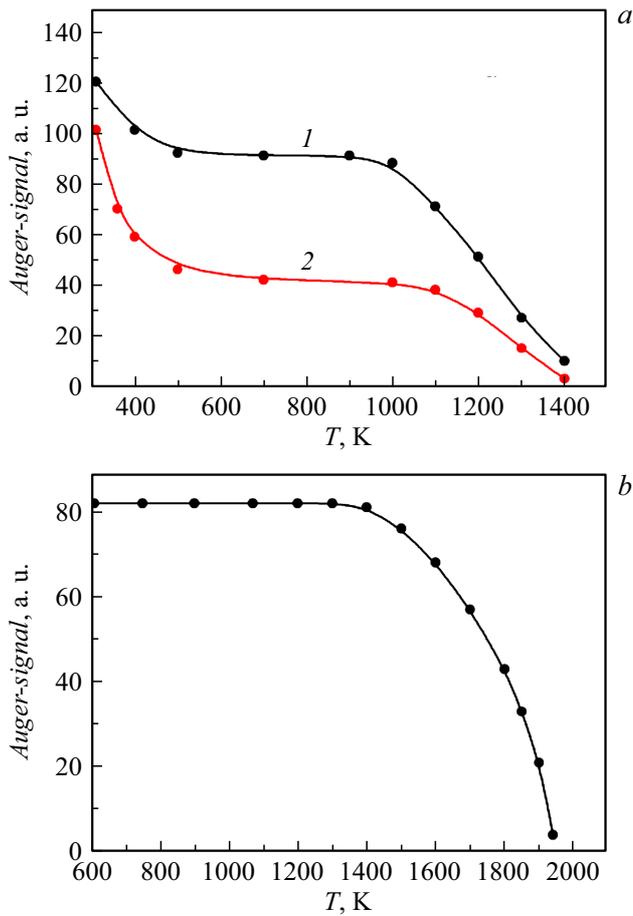
Для проведения опытов в оже-спектрометр напускался азот с чистотой  $10^{-6}$  до давления  $1 \cdot 10^{-5}$  Торг при температуре вольфрамовой и молибденовой лент  $300\ \text{K}$  в течение  $100\ \text{s}$ , что примерно соответствует адсорбционной дозе порядка  $3000\ \text{L}$ . При этом на поверхности достигается насыщение: оже-сигналы азота ( $E = 379\ \text{eV}$ ), вольфрама ( $E = 179\ \text{eV}$ ) и молибдена ( $E = 221\ \text{eV}$ ) оставались постоянными и не менялись при дальнейшей выдержке в азоте. После этого азот откачивался, и измерялась зависимость интенсивности оже-сигнала азота от температуры образца (ленты).

На рис. 1, *a* представлена зависимость оже-сигнала азота при отжиге вольфрамовой 1 и молибденовой 2 лент. Видно, что даже очень незначительный прогрев, до  $\sim 400 - 500\ \text{K}$ , приводит к удалению части азота с поверхности: интенсивность оже-сигнала азота уменьшается, что свидетельствует о десорбции части азота с поверхности. При этом и на (100)W- и на (100)Mo-поверхности остается заметное термостабильное покрытие, которое не меняется вплоть до  $T = 1000 - 1100\ \text{K}$ . При дальнейшем нагреве азот термически десорбируется и при  $T > 1400\ \text{K}$  поверхности и вольфрама, и молибдена свободны от адсорбированного газа.

Взаимодействие азота с тугоплавкими металлами изучено во многих работах, например, в [17]. Опираясь на эти работы, можно утверждать, что в области  $500 - 1100\ \text{K}$  на поверхности остается слой атомарного хемосорбированного азота, который не участвует в адсорбционно-десорбционном равновесии при низких температурах. Из литературных данных [17] и из рис. 1, *a* (температура десорбции  $T > 1100\ \text{K}$ ) следует, что для этого состояния энергия связи атомов азота с металлом (W, Mo)  $\sim 3 - 4\ \text{eV}$ .

Аналогичным образом ведет себя и другой газ — кислород, который занимает второе место по концентрации в составе атмосферного воздуха ( $\sim 21\%$ ) после азота ( $\sim 78\%$ ).

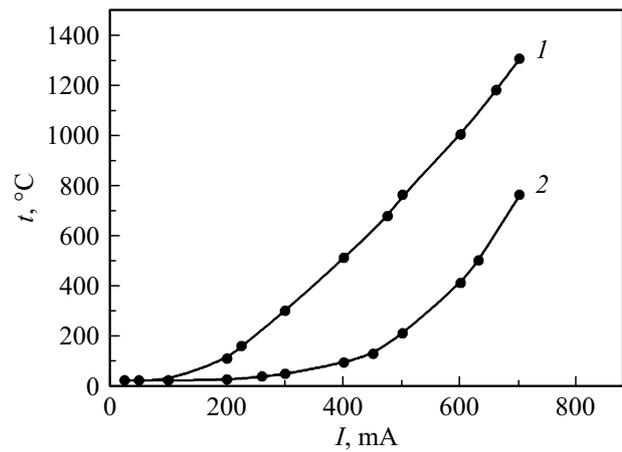
На рис. 1, *b* представлена зависимость интенсивности оже-сигнала кислорода ( $E = 510\ \text{eV}$ ) после адсорбции  $\text{O}_2$  при  $600\ \text{K}$  на (100)W. Из литературы известно, что на поверхности W(100) формируется слой хемосорбированных атомов кислорода с концентрацией близкой к концентрации поверхностных атомов вольфрама  $1 \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-2}$  [14]. Как и в случае с азотом, это



**Рис. 1.** *a* — изменение интенсивности оже-сигнала азота на W(100) (1) и Mo(100) (2) в зависимости от температуры отжига. Адсорбция азота при 300 К до насыщения; *b* — зависимость интенсивности оже-сигнала кислорода на W(100) от температуры отжига после адсорбции  $O_2$  при 600 К. Время ожидания в каждой точке 20 с.

покрытие стабильно в значительной области температур, и полная очистка от кислорода происходит только при  $T > 2100$  К. Понятно, что и в случае с азотом, и в случае с кислородом имеется концентрационная зависимость энергии связи адатомов от подложки, но в любом случае этому хемосорбированному состоянию отвечают значительные энергии связи  $\sim 4 - 5$  eV, т.о. хемосорбированные атомы кислорода, как и азота, имеют значительную энергию связи с поверхностью и не будут участвовать в теплообмене металлическая нить (лента) — газовая среда при температурах рабочего режима датчика Пирани  $T < 600$  К.

Очевидно, что при понижении температуры ( $T < 600$  К) или увеличении давления газа в камере все сильно связанные центры должны быть заняты атомами азота или кислорода. Вероятное местоположение хемосорбированного атома это „ямки“ между четырьмя атомами металла. Поэтому в дальнейшем будет наблюдаться молекулярная адсорбция. Действительно, например, как показано в работе [11], энергия



**Рис. 2.** Зависимость температуры W нити от тока накала: 1 — в вакууме ( $p < 10^{-3}$  mbar); 2 — в атмосфере азота ( $p \approx 1000$  mbar).

связи для азота с молибденом после образования хемосорбированного слоя уменьшается до  $\sim 0.5$  eV. Если концентрация N сильносвязанных центров, например, для кислорода на W(100)  $N \sim 1 \cdot 10^{15}$   $cm^{-2}$ , то оценочная концентрация слабосвязанных центров, вероятно, близка к величине  $10^{14} - 10^{15}$   $cm^{-2}$ , поскольку открытая площадь металла после занятия атомами сильносвязанных центров еще велика и составляет  $\sim 50\%$ .

Рассмотрим опыты, проведенные во второй экспериментальной установке и характеризующие в большей степени техническую сторону работы датчика Пирани.

На рис. 2 представлена зависимость изменения температуры вольфрамовой нити диаметром 100  $\mu m$  и длиной 100 mm от тока накала для двух случаев: в вакууме  $p < 10^{-3}$  mbar 1 и в атмосфере азота  $p = 1000$  mbar 2. Видно, что азот при атмосферном давлении сильно понижает температуру нити: например, для  $I = 450$  mA температура уменьшается от 900 (вакуум) до 150°C. Это известный эффект, который подтверждается на всех использованных нами материалах.

Очевидно, что сопротивление нити и ее температура будут существенно зависеть от давления газа в камере.

На рис. 3 показано изменение напряжения на вольфрамовой нити в зависимости от давления азота в камере для разных токов накала (разная потребляемая мощность  $P = IU = I^2R$ ) — это традиционный способ работы датчика типа Пирани, когда напряжение на нити связывается с давлением газа в камере при  $I = const$ .

Видно, что, так же как и в нашей работе [11], с использованием молибденовых нитей при давлении газа  $p < 10^{-2}$  mbar почти не наблюдается изменение напряжения на нити с изменением давления. Очевидно, что в этих условиях малый поток молекул газа на поверхность не в состоянии охладить нить [11]. Основные события происходят при давлении азота  $10^{-2} - 10$  mbar. При  $p > 10$  mbar наблюдается слабая зависимость на-

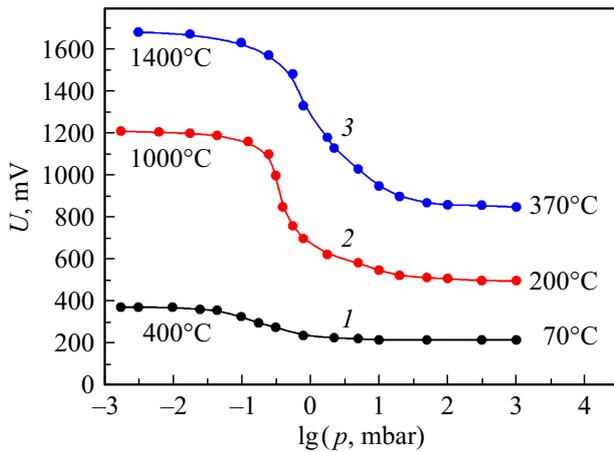


Рис. 3. Зависимость напряжения на W нити от  $\lg p$  азота для разных токов накала: 1 — 300, 2 — 450, 3 — 550 mA.

Таблица 1. Нижняя граница чувствительности датчика по давлению ( $p$ ) газа в камере в зависимости от мощности, выделяемой на нити  $P = IU$

$P = IU,$ W	3.1	1.6	0.9	0.17	0.11	0.05	0.012
$p,$ mbar	0.7	0.1	$6 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$

пряжения на нити от давления газа в камере. Как показано в нашей работе [11], „отвод“ тепла от нити в этом случае определяется не потоком газа извне, а временем жизни молекул азота на поверхности в слабосвязанном состоянии. Иначе говоря, все места на поверхности для молекул  $N_2$  в этих условиях уже заняты и увеличение давления (потока молекул на поверхность) не увеличивает теплообмен между нитью и газом — падает коэффициент полезного действия устройства. В принципе можно увеличить эффективность работы датчика в диапазоне 10–1000 mbar, увеличивая выделяемую мощность на нити, т.е. увеличивая ее температуру и уменьшая время жизни молекул азота на поверхности, но это катастрофично для времени жизни (работы) датчика с использованием молибденовых или вольфрамовых нитей при столь высоких давлениях и температурах ( $T > 1000^\circ\text{C}$ ).

С другой стороны, увеличение мощности, выделяемой на нити, ухудшает чувствительность датчика при малых давлениях.

В табл. 1 приведена мощность, выделяемая на вольфрамовой нити,  $P = IU$  и нижняя граница „чувствительности“ датчика по давлению азота в камере, когда выделяемая на нити мощность за счет теплообмена с газом уменьшается на 3–5%. Например, если  $P = 1.6\text{ W}$ , то давление, с которого начинает работать датчик  $p \geq 0.1\text{ mbar}$ ; если  $P = 0.012\text{ W}$ , то  $p \geq 2 \cdot 10^{-3}\text{ mbar}$ . Очевидно, что для практического использования необхо-

димо найти оптимальный режим работы датчика, чтобы минимизировать указанные выше недостатки.

На рис. 4 представлены два графика зависимости мощности  $P$ , выделяемой на вольфрамовой нити, от  $\lg$  давления азота в камере. Кривая 1 соответствует традиционному способу работы датчика, когда  $I = \text{const} = 450\text{ mA}$  (кривая 2 на рис. 3). В этом случае температура меняется от 1000 до  $200^\circ\text{C}$ , что неприемлемо для вольфрама из соображений стабильности работы нагревателя. Кривая 2 снята в режиме, когда  $T = \text{const} = 200^\circ\text{C}$  ( $R = \text{const}$ ). В этом случае переменными являются и ток  $I$ , и напряжение  $U$ .

Задача поддержания электрического сопротивления  $R = \text{const}$ , а соответственно и  $T = \text{const}$ , при изменении давления газа вполне технически решаема. Традиционно нагреватель датчика Пирани включают в одно из плеч моста Уинстона; при изменении давления мост оказывается разбалансированным за счет увеличения или уменьшения температуры нагревателя, а значит и его сопротивления. Этот разбаланс компенсируется соответствующим возрастанием или снижением тока накала через следящую систему с тем, чтобы мост всегда оставался сбалансированным. При этом ток накала и напряжение на нагревателе используются как измеренный электрический сигнал, однозначно связанный с величиной давления.

На современном уровне постоянство температуры проще стабилизировать цифровым способом. Для этого производится одновременное измерение тока, протекающего через нагреватель, и падающего на нем напряжения; эти величины оцифровываются, микропроцессор рассчитывает их отношение, пропорциональное сопротивлению нити нагревателя, а значит и температуре. Следящий режим стабилизации этого отношения реализуется микропрограммно, а в качестве выходного электрического сигнала используется мощность, рассеиваемая на нагревателе.

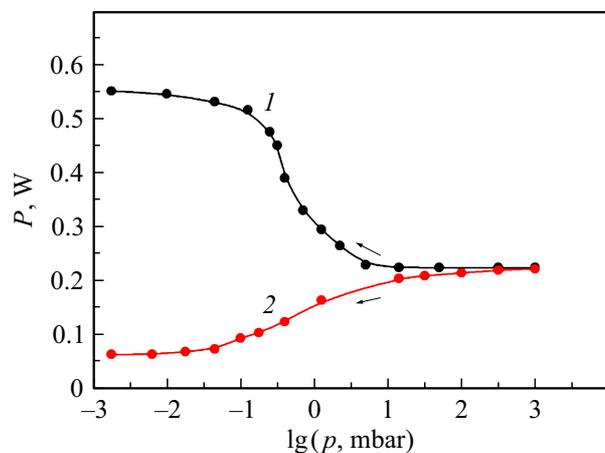


Рис. 4. Зависимость мощности, выделяемой на вольфрамовой нити,  $P = UI$  от  $\lg p$ : 1 — для случая  $I = \text{const} = 0.45\text{ A}$ ; 2 — для случая  $R = \text{const}$  ( $T = \text{const} = 200^\circ\text{C}$ ).

Кривая 2 на рис. 4, полученная в таком режиме, оказалась более плавной в отношении зависимости от давления и демонстрирует большую контрастность как в области больших давлений 10–1000 mbar, так и в области предельно малых давлений, позволяя уверенно дойти до величины порядка  $2 \cdot 10^{-3}$  mbar. Отметим, что при замене газовой среды от азота к атмосферному воздуху не обнаружено каких-либо отличий в полученных результатах. Это не удивительно, так как в состав воздуха в основном входят азот (78%) и кислород (21%), который по своим адсорбционным свойствам в режиме теплообмена близок к азоту. Остальные малые примеси других газов, видимо, не могут изменить общую физическую картину в процессах теплообмена металл — газ.

Интересно, что кривая зависимости мощности от давления, получаемая в режиме постоянной температуры, также имеет Z-образную форму, хоть и инвертированную по сравнению с кривой, получаемой в режиме стабилизации тока. В эксперименте давление изменялось на 6 порядков, в такое же число раз изменялся и поток молекул газа, падающий на поверхность, что прямо вытекает из формулы Герца-Кнутсена [14]. Однако мощность, рассеиваемая нагревателем, а значит и отводимая газом, изменилась всего в 3.2 раза!

Для того чтобы воспользоваться этими данными для обсуждения молекулярного механизма, необходимо учесть роль других каналов потери тепла нагревателем, которые не связаны с отводом тепла газом. Таких каналов два: теплопроводность вдоль проволоки и тепловое электромагнитное излучение. Из результатов рис. 4 видно, что мощность нагрева, необходимая для поддержания постоянной температуры нагревателя, перестает зависеть от давления газа при  $p < 10^{-3}$  mbar, т.е. газ больше не дает значимого вклада в отвод тепла с нити. Поскольку потери на теплопроводность нити очень малы, можно считать, что мощность отводится только излучением при рабочей температуре нити  $T = 473$  К. Экспериментально эта мощность составляет  $P_r = 0.065$  W; измеренная величина хорошо согласуется с расчетом по закону Стефана-Больцмана в предположении о том, что в данной области длин волн коэффициент серости близок к единице, что обычно справедливо для ИК области [18]. Таким образом, вся оставшаяся мощность, выделяемая на нагревателе, за вычетом  $P_r = 0.065$  W отводится молекулами газа.

В табл. 2 с учетом вышесказанного представлена мощность  $P$ , отводимая газом, в зависимости от давления газа в камере. Также приведена средняя энергия  $P/\nu$ , приходящаяся на одну молекулу газа для случая равновероятного их участия в отводе тепла с нити.

В работе [11] нами было показано, что работа датчика в области давлений, близких к атмосферному, определяется десорбцией с его поверхности физадсорбированных молекул, которые не успевают полностью термализоваться и уносят при десорбции энергию, гораздо меньшую, чем  $kT$ . При этом экспериментально

**Таблица 2.** Данные плотности потока газа  $\nu$  [ $s^{-1}$ ] на нить датчика, мощности  $P$  [W], отводимой газом, и средней энергии  $\langle E \rangle = [J]$ , отбираемой одной молекулой газа в 1 s, от давления в камере  $p$  [mbar]

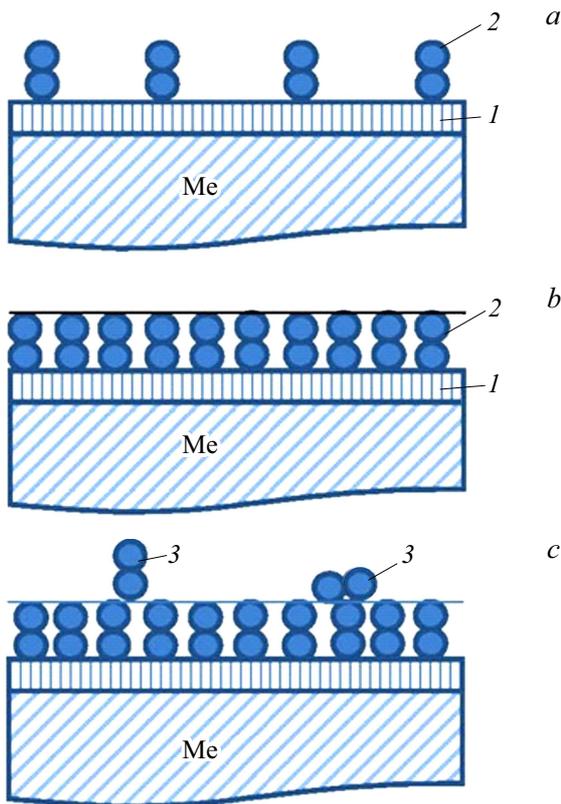
$p$ , mbar	$\nu$ , $s^{-1}$	$P$ , W	$\langle E \rangle = P/\nu$ , J	$P_0$ , W
1000	$8.8 \cdot 10^{22}$	0.173	$2.0 \cdot 10^{-24}$	570
100	$8.8 \cdot 10^{21}$	0.163	$1.9 \cdot 10^{-23}$	57
10	$8.8 \cdot 10^{22}$	0.145	$1.7 \cdot 10^{-22}$	5.7
1	$8.8 \cdot 10^{19}$	0.08	$1.1 \cdot 10^{-21}$	0.57
$10^{-1}$	$8.8 \cdot 10^{18}$	0.035	$4.8 \cdot 10^{-21}$	0.057
$10^{-2}$	$8.8 \cdot 10^{17}$	0.005	$5.7 \cdot 10^{-21}$	0.0057

*Примечание\**:  $P_0$  — расчетная энергия, которая отбиралась бы всеми поступающими молекулами в 1 s для гипотетического случая, когда каждая молекула уносит одинаковую порцию энергии равную  $kT$ :  $P_0 = \nu kT$ , где  $T = 200^\circ C = 473$  К.

наблюдаемая контрастность кривой определяется зависимостью энергии связи адсорбированной на поверхности молекулы от покрытия, которое в свою очередь, зависит от величины падающего на поверхность потока частиц. На наш взгляд, механизм остается схожим и для режима поддержания постоянной температуры: поверхность нагревателя во всем интервале давлений  $10^3 - 10^{-3}$  mbar покрыта слоем хемосорбированных атомов, не принимающих участие в отводе тепла, а вся „игра“ определяется слоями адсорбированных поверх этого слоя молекул. Упрощенная иллюстрация процесса представлена на рис. 5.

При обсуждении физических процессов первым делом надо отметить, что при всех давлениях на поверхности имеется адсорбционно-десорбционное равновесие, т.е. падающий из газа поток молекул  $\nu$  равен десорбирующемуся потоку  $\nu_{des}$ ; при этом в интервале давлений  $2 \cdot 10^{-3} - 1000$  mbar падающий на поверхность поток молекул  $\nu$  изменяется в 500 000 раз. Как уже указывалось выше, для случая  $p < 2 \cdot 10^{-3}$  mbar мощность, выделяемая на датчике, не зависит от давления; видимо это означает, что поток молекул мал и тепло с нити отбирается только путем излучения  $P_r$ , т.е. величина  $P_0$  слишком мала ( $P_0 \ll P_r$ ). При  $p \sim 10^{-1}$  mbar вклад падающих молекул в отвод тепла уже значим и расчетная величина  $P_0$  близка к экспериментальной величине  $P$ , т.е. все падающие молекулы термализуются и при десорбции отводят энергию, близкую  $kT$ .

Видимо это указывает на то, что в данном адсорбционном слое еще нет конкуренции молекул за места на поверхности (рис. 5, а). В самом деле, концентрация молекул в адсорбционном слое  $N$  определяется соотношением Ленгмюра для адсорбционно-десорбционного равновесия  $N = \nu\tau(1 - \theta)$ , где  $\tau$  — среднее время жизни молекулы на поверхности, определяемой ее энергией связи и температурой, а  $\theta$  — степень покрытия поверхности



**Рис. 5.** Упрощенная иллюстрация к процессам контакта газа с поверхностью металла: 1 — хемосорбированный слой атомов азота; 2 — хемосорбированные молекулы  $N_2$  из первого слоя с энергией десорбции  $\sim 0.5$  eV; 3 — физадсорбированные молекулы  $N_2$  из второго слоя с крайне малой энергией десорбции.

адсорбированными молекулами,  $\theta = N/N_m$ , где  $N_m$  — концентрация молекул в монослое. В нашей работе [11] мы определили энергию связи такой хемосорбированной молекулы  $N_2$  с поверхностью, предполагая первый порядок десорбции в слое; она составила 0.5 eV, что очень хорошо совпадает с представленными здесь данными.

При более высоких давлениях  $p \approx 10^{-1} - 10$  mbar картина резко меняется: молекулы, падающие на поверхность и десорбирующиеся с нее, уносят в среднем существенно меньшие энергии, т.е.  $\langle E \rangle \ll kT$ . Дело в том, что при этих давлениях резко увеличивается поток молекул на поверхность из окружающего объема  $\nu$  и все адсорбционные места в этом слое оказываются занятыми молекулами  $N_2$ ,  $\theta \sim 1$  (рис. 5, b). Поскольку температура поверхности постоянна, то и поток десорбции  $\nu_{des}$  из этого слоя теперь практически не зависит от давления, а значит и отвод тепла молекулами, десорбирующимися из первого слоя, тоже не зависит от давления. В самом деле, мощность  $P$ , отводимая молекулами в этом случае, определяется очевидной формулой:  $P = \langle E \rangle \nu_{des} = \langle E \rangle N_m / \tau$

В интервале давлений 10–1000 mbar поток молекул, падающих на поверхность, увеличивается еще в 100

раз, а отводимая с нее мощность увеличивается только от 145 до 173 mW, т.е. всего в 1.2 раза. Если бы при  $p = 1000$  mbar все десорбирующиеся с поверхности молекулы уносили бы ту же среднюю энергию  $\langle E \rangle = kT$ , то газ мог бы унести с нити огромную мощность в  $P_0 = 570$  W, чего в эксперименте не наблюдается.

Видимо, в этом интервале давлений дополнительный отвод тепла осуществляется молекулами, адсорбирующимися на поверхность во второй слой поверх хемосорбированного молекулярного слоя (рис. 5, c). Физадсорбированные молекулы из этого слоя имеют очень малые энергии связи с поверхностью, и видимо не термализуются, унося при десорбции очень малые порции энергии. Отметим, что прямое наблюдение слоя физадсорбированных молекул практически невозможно с помощью современных достаточно „жестких“ методов исследования, таких как электронная спектроскопия, дифракция медленных электронов и т.д. Однако данные опыты позволяют косвенно о нем судить по отводимой молекулами мощности. Видимо эти молекулы имеют очень малые энергии связи порядка  $< 10^{-1}$  eV и соответственно очень малое время жизни на поверхности, что согласуется с данными, приведенными в [19].

## Заключение

Таким образом, молекулярный механизм, описывающий отвод тепла от нагревателя в вакуумном датчике типа Пирани, предложенный в нашей работе [11], вполне пригоден и для описания режима его работы в условиях поддержания низкой постоянной температуры. Можно ожидать, что переход к материалу нагревателя, обладающему более низкими способностями к связыванию молекул на поверхности, может увеличить контрастность работы датчика как в области высоких, так и, что более важно, в области предельно низких давлений.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M.S. Pirani. Dtsch. Phys. Ges. Verh., **8**, 686 (1906).
- [2] S. Borichevsky. *Understanding Modern Vacuum Technology* (CreateSpace Independent Publishing Platform, 2017), p. 62. ISBN 9781974554461
- [3] S. Chen, L. Feng, S. Guo S, Y. Ji, S. Zeng, X. Peng, Y. Xu, T. Hu, Z. Wu, S. Wang. *Sensors*, **23**, 1276 (2023). <https://doi.org/10.3390/s23031276>
- [4] L. Zhang, J. Lu, H. Takagi, S. Matsumoto, E. Higurashi. *Micromachines*, **13**, 1686 (2022). <https://doi.org/10.3390/mi13101686>
- [5] K.G. Punchihewa, E. Zaker, R. Kuljic, K. Banerjee, T. Dankovic, A. Feinerman, H. Busta. *Sensors*, **12**, 8770 (2012). DOI: 10.3390/s120708770

- [6] S. Xu, N. Zhou, M. Shi, C. Zhang, D. Chen, H. Mao. *Micromachines*, **13**, 945 (2022).  
<https://doi.org/10.3390/mi13060945>
- [7] W. Jitschin, S. Ludwig. *Vakuum in Forschung und Praxis*, **16** (1), 23 (2004). DOI:10.1002/vipr.200400015
- [8] E.S. Topalli, K. Topalli, S.E. Alper, T. Serin, T. Akin. *IEEE Sensors J.*, **9** (3), 263 (2009).  
DOI: 10.1109/JSEN.2008.2012200
- [9] J. Chae, J.M. Giachino, K.J. Najafi. *Microelectromech. Syst.*, **17** (1), 193 (2008). DOI: 10.1109/JMEMS.2007.910258
- [10] А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. *Молекулярная физика* (Наука, М., 1976)
- [11] Е.В. Рутьков, О.А. Беляева, Н.Р. Галль. *ЖТФ*, **93** (2), 286 (2023). DOI: <http://dx.doi.org/10.21883/JTF.2023.02.54505.187-22> [E.V. Rut'kov, O.A. Beliaeva, N.R. Gall. *Tech. Phys.*, **68** (2), 267 (2023).  
DOI: <https://doi.org/10.21883/TP.2023.02.55483.187-22>]
- [12] Н.Р. Галль, Е.В. Рутьков, А.Я. Тонтегоде. *ЖТФ*, **72** (4), 113 (2002). [N.R. Gall, E.V. Rut'kov, A.Y. Tontegode. *Tech. Phys.*, **47** (4), 484 (2002). DOI: <http://dx.doi.org/10.1134/1.1470600>]
- [13] М. Робертс, Ч. Макки. *Химия поверхности раздела металл — газ* (Мир, М., 1981)
- [14] E. Bauer, H. Porra, Y. Viswanath. *Surf. Sci.*, **58**, 517 (1976).
- [15] В.С. Фоменко. *Эмиссионные свойства материалов*, справочник (Наукова думка, Киев, 1981)
- [16] *Таблицы физических величин*, справочник под ред. акад. И.К. Кикоина (Атомиздат, М., 1976)
- [17] I. Tovoshima, G.A. Somorjai. *Catalys. Rev. Sci. Engineer.*, **19** (1), 105 (1979).  
<https://doi.org/10.1080/03602457908065102>
- [18] L. Michalski, K. Eckersdorf, J. Kucharski, J. McGhee. *Temperature Measurement* (John Wiley & Sons, Chichester, 2001), p. 162–208. ISBN 978-0-471-86779-1
- [19] J. Condon. *Surface Area and Porosity Determinations by Physisorption, 2nd edition. Measurement, Classical Theory and Quantum Theory* (Elsevier, Amsterdam, 2020), p.93–215.