

537.58

МЕТАЛЛЫ В ПРОЦЕССЕ БЫСТРОГО НАГРЕВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

С. В. Лебедев, А. И. Савватимский

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	245
2. Вопросы методики	218
3. Плавление и жидкое состояние тугоплавких металлов	221
а) Электросопротивление и теплота плавления	221
б) Электросопротивление и тепловое расширение жидких металлов. Зависимость электросопротивления от давления	223
4. Электрический взрыв металла. Исчезновение металлической проводимости	228
5. Термоэлектронная эмиссия	234
а) Аномалии термоэлектронной эмиссии	234
б) Явления в диоде с вольфрамовым эмиттером	236
в) Термоавтоэлектронная эмиссия	239
6. Теплоемкость	243
7. Заключение	246
Цитированная литература	248

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможности экспериментального исследования металлов могут быть значительно расширены за счет использования методов импульсного нагревания электрическим током. В настоящее время при быстром (до $\sim 10^9$ К/с) нагревании током большой плотности ($j \sim 10^6 - 10^7$ А/см²) получены данные, касающиеся различных физических явлений в металлах (главным образом тугоплавких) в твердом состоянии вблизи точки плавления, во всей области жидкого состояния и при исчезновении металлической проводимости. В частности, исследовались теплоемкость и тепловое расширение металла в жидком состоянии, электросопротивление в жидком состоянии в зависимости от введенной энергии при свободном расширении и при расширении под давлением, световое излучение, теплота плавления, изменение некоторых свойств при плавлении, диспергирование металла при электрическом взрыве, а также аномалии теплоемкости и электронной эмиссии металла в твердом состоянии, связанные с большой скоростью введения джоулева тепла. Помимо явлений в самом металле, исследовались особенности анодного тока в вакуумных диодах, возникающие при максимальном значении аномально большой эмиссии вольфрамового эмиттера.

Эксперименты, проводимые при быстром импульсном нагревании, дают существенно новые сведения о металлах в двух направлениях: во-первых, удается получать характеристики состояний с большими значениями введенной энергии, недоступных для стационарных условий; во-вторых, на всех

стадиях эксперимента имеется возможность выявлять те свойства металла, которые заметны только при быстрых процессах и не могут быть непосредственно обнаружены в стационарном режиме.

Исследования металлов в процессе быстрого импульсного нагревания начались на базе экспериментов по взрыву проводников под действием электрического тока большой плотности j . По данным¹, электрический взрыв впервые описан в 1773 г. В 1920—1926 гг. это явление использовалось в спектроскопических экспериментах для получения высоких температур^{2,3}. Начиная с 50-х годов, в связи с активизацией работ по плазме, исследования электрического взрыва стали быстро развиваться, так что к концу 60-х годов по этому вопросу было проведено четыре международные конференции^{4—6}.

Обилие работ по электрическому взрыву связано еще с тем, что многие сопутствующие ему эффекты представляют самостоятельный интерес, например, для создания интенсивных импульсов света, ударных волн, для получения мельчайших порошков, для нанесения покрытий, для штамповки, детонации взрывчатых веществ, коммутации электрических цепей. Много работ специально посвящено механизму разрушения проводников под действием сильного тока. В большинстве случаев исследуются в основном быстрые процессы (доли микросекунды до разрушения проводника, $j > 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$), поскольку авторы обычно стремятся к введению в металл максимальной удельной энергии. Однако при слишком быстрых процессах состояние проводника становится неоднородным по сечению. Неоднородности затрудняют получение информации о состоянии самого металла. По этим причинам ниже не рассматриваются эксперименты по исследованию объемных свойств металла, при которых не соблюдается условие однородности нагревания (гл. 2), а также не рассматривается механизм плавления.

По-видимому, одной из главных причин, долгое время препятствовавших использованию методики электрического взрыва для исследования свойств металлов, было широко распространенное представление о взрыве как быстром развитии в проводнике макроскопических неоднородностей^{7—9}. В^{10,11} выяснилось, что существует другой эффект: при больших значениях введенной в металл удельной энергии $w > w^*$ он теряет проводимость и взрывается, т. е. резко расширяется и после опыта представляет собой не макроскопические капли, а частицы размером порядка нескольких сотен межатомных расстояний^{12,13}. Значение энергии w^* и соответствующее время нагревания t^* относятся к области перехода от слабого изменения проводимости жидкого металла к ее резкому падению. Как показывает эксперимент, до начала этого перехода (когда $t < t^*$) все макроскопические неоднородности можно практически исключить путем выбора величины плотности тока j и сечения исследуемого проводника. В таких условиях время t^* , т. е. длительность нагревания металла до резкого падения его проводимости, значительно меньше времени, необходимого для развития макронеоднородностей. Однако для более поздних стадий эксперимента ($t > t^*$) этим путем не удается обеспечить однородность расширяющихся продуктов взрыва, что затрудняет получение сведений об их состоянии. Таким образом, для исследования свойств металла целесообразно использовать¹⁴ начальную стадию экспериментов по электрическому взрыву в режиме, обеспечивающем однородность состояния проводника при $t < t^*$. Заметим, что в отношении однородности объемное нагревание конденсированного металла электрическим током имеет преимущество перед нагреванием с поверхности, например, лазерным излучением.

В случае плотностей тока $j \geq 5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ нагревание проволок из тугоплавких металлов много выше точки плавления вплоть до исчезновения металлической проводимости обеспечивается быстрым выделением джоулева тепла $dw/dt \sim j^2$ и, соответственно, малой длительностью этого процесса $t \leq 10^{-5}$ с. Для таких времен при исследовании объемных свойств металла отпадает ряд трудностей, характерных для стационарного режима. В част-

ности, можно пренебречь испарением с поверхности проводника и всеми тепловыми потерями, а также загрязнением металла вследствие взаимодействия с окружающей средой. Кроме того, расплавившийся проводник за время эксперимента не успевает изменить свою первоначальную форму, поэтому можно обходиться без тигля, что чрезвычайно важно, поскольку при высокой температуре жидкие металлы активно взаимодействуют с его стенками.

Результаты исследования жидких тугоплавких металлов в стационарном режиме крайне ограничены вследствие больших экспериментальных трудностей, импульсная же методика позволяет значительно продвинуться в этом направлении. В частности, в режиме быстрого нагревания были получены отсутствовавшие ранее в литературе экспериментальные данные по теплотам плавления и скачку электросопротивления при плавлении для вольфрама и молибдена^{11,15}, а в дальнейшем и для ряда других тугоплавких металлов¹⁶⁻¹⁸.

Экспериментальные данные о свойствах тугоплавких металлов при плавлении и в жидкоком состоянии необходимы для решения ряда физических и технических задач. Они представляют значительный интерес также для развития теории жидких металлов. Следует особо отметить вопрос об исчезновении металлической проводимости при больших значениях введенной в металл энергии^{10,11}. Результаты соответствующих экспериментов, проведенных при быстром ($t^* \sim 10^{-5}$ с) импульсном нагревании электрическим током, удается качественно объяснить^{11,19-21}, если принять, что исчезновение проводимости происходит путем разделения жидкого металла флуктуирующими поверхностями микроразрывов на области, размеры которых по мере нагревания уменьшаются и становятся близкими к длине свободного пробега электрона в конденсированном металле. Физические свойства мельчайших металлических частиц, появляющихся в таких экспериментах, а также приготвляемых другими методами, в настоящее время интенсивно изучаются^{22,23}.

К явлениям, характерным для быстрых процессов, относятся аномалии электронной эмиссии и теплоемкости, обнаруженные соответственно в²⁴ и²⁵. В обоих случаях аномалии появляются вблизи точки плавления металла в твердом состоянии при одинаковых условиях его нагревания током большой плотности. По-видимому, аномалии эмиссии и теплоемкости имеют общую физическую природу. Для обсуждения вопроса о причинах аномалии^{24,25} напомним результаты работ^{26,27} по исследованию металлов при большой плотности тока в стационарном режиме (стационарность обеспечивалась интенсивным водяным охлаждением образцов, изготовленных в виде тонких лент). Как было установлено в²⁷, для золота при плотности тока до $j \sim 5 \cdot 10^6$ А/см² аномалий состояния металла, во всяком случае аномалий электропроводности, не наблюдается. Такой вывод находится в согласии с теоретическими оценками^{28,29}.

Импульсные эксперименты при больших j существенно отличаются от экспериментов^{26,27} в том отношении, что для состояния металла может быть важным не только большое значение напряженности электрического поля или плотности тока, но и большая скорость нагревания. Однако при плотностях тока $j < 10^7$ А/см² длительность нагревания металла еще очень велика по сравнению со временем релаксации электронов и периодом колебаний атомов кристаллической решетки. Поэтому ожидать заметных особенностей состояния металла, казалось бы, нет оснований. Однако это заключение относится к идеальной кристаллической решетке без учета ее термических дефектов, концентрация которых сильно возрастает по мере приближения к точке плавления. Как известно, при установлении равновесной концентрации дефектов существенную роль играет их диффузия, скорость которой в металле сравнительно невелика. Поэтому при быстром нагревании концентрация дефектов может оказаться неравновесной. Таким образом, в импульсном режиме при больших j можно ожидать изменения тех характеристик металла, для которых существенны дефекты решетки. Эти соображения дают основа-

ния высказать гипотезу (гл. 5), согласно которой упомянутые аномалии эмиссии и теплоемкости обусловлены неравновесной концентрацией дефектов. Заметим, что измерение эмиссии может оказаться новым средством для исследования неравновесных дефектов кристаллической решетки.

Интерес к неравновесным состояниям не ограничивается чисто физическими вопросами. Развитие мощной импульсной техники требует знания не только равновесных свойств веществ при высоких температурах, но также их свойств, проявляющихся при быстром изменении состояния. Это касается, например, общего вопроса о разрушении металлов под воздействием мощных потоков энергии. Практически очень важны явления в малых объемах проводника, в частности электрическая эрозия электродов при контрагированных разрядах между ними. При этих разрядах основной причиной эрозии является, по-видимому, локальное выделение джоулева тепла и электрический взрыв малых участков поверхностного слоя электродов ³⁰. Исчезновение проводимости металла при электрическом взрыве является, согласно ³⁰, причиной перескоков токового пятна по электроду. Заметим, что исчезновение проводимости при взрыве металла используется в разных вариантах для коммутации электрических цепей ^{31, 32}.

Можно указать также на явление, получившее название взрывной эмиссии электронов ³³⁻³⁵. В этом явлении особенности нагревания и разрушения проводников током большой плотности несомненно играют важную роль. В экспериментах по созданию сверхсильного импульсного магнитного поля в малогабаритных соленоидах обнаружены явные особенности их разрушения ³⁶. Некоторые из этих особенностей подобны наблюдавшимся ранее «аномалиям энергии» ^{7, 37}, возникающим вследствие радиальных неоднородностей давления (гл. 4) в проводниках при токах очень большой плотности. Обратим внимание еще на широкие возможности метода быстрого нагревания для исследования зависимости высокотемпературных свойств металла от его предыстории. Например, надежно регистрируется различие в теплотах плавления для отожженных и неотожженных проволок.

В настоящее время успешно развивается также другая импульсная методика высокотемпературных исследований ³⁸, которая существенно отличается от рассматриваемой методики гораздо большей длительностью импульсов (нагревание до плавления $\sim 10^{-1}$ с вместо $\sim 10^{-4} - 10^{-6}$ с). Медленное нагревание имеет определенные преимущества при исследовании равновесных свойств металлов в твердом состоянии. Однако в случае жидких металлов при длительности импульсов $\sim 10^{-1}$ с сохраняются основные трудности, характерные для высокотемпературных стационарных экспериментов. Поэтому для исследования жидких металлов такие импульсы неэффективны. Медленное нагревание неэффективно также для исследования аномалий теплоемкости ²⁵ и аномалий эмиссии ²⁴, время релаксации которой порядка 10^{-4} с.

2. ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ

Общей особенностью рассматриваемых ниже экспериментов является нагревание металла отдельными импульсами тока большой плотности. В остальном методика существенно различна для разных задач: для исследования электро проводности, теплоемкости, теплового расширения, светового излучения, электронной эмиссии. На рис. 1 приведена схема, удобная для формирования приблизительно прямоугольных импульсов сильного тока $i(t)$ при помощи конденсатора C_0 , заряженного до высокого напряжения, балластных сопротивлений r_b и разрядников $P_{1,2}$. Ток в исследуемом проводнике с сопротивлением R и эталонном сопротивлении r включается разрядником P_1 и в нужный момент t_b резко выключается разрядником P_2 . В ряде случаев предпочтительнее импульсы тока $i(t)$ другой формы, например, в виде полуволн синусоиды. Измерение тока $i(t)$, сопротивления $R(t)$ и выделяющегося джоулева тепла $dW = i^2R dt$ производится при по-

мощи осциллографов O , которые регистрируют падения напряжения U_R и U_r на проводниках R и r .

Для однородного нагревания электрическим током удобны проводники в виде круглой проволоки или полоски фольги. Однородность существенна потому, что в этом случае данные, полученные для проводника в целом, легко отнести к единице его массы. Как показывает эксперимент, при плотности тока $j \approx 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ для проволок диаметром $2a \leq 0,1 \text{ мм}$ неоднородности практически не появляются до момента t^* , соответствующего началу резкого роста сопротивления R . Согласно^{10, 11, 39}, этот рост в основном обусловлен сильным падением проводимости металла при величине введенной удельной энергии

$$w \geq w^* = \frac{1}{M} \int_0^{t^*} i^2 R dt,$$

где M — масса проволоки, причем нагревание начинается ($t = 0$) при комнатной температуре.

Кроме того, после появления тока i и до стадии быстрого роста R для указанных значений j и a можно пренебречь индуктивностью проволоки \mathcal{L}_R

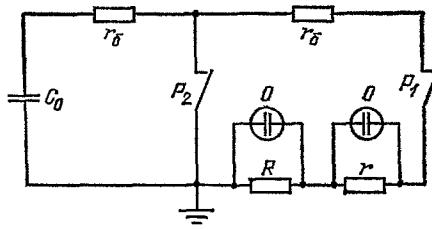


Рис. 1. Схема для получения импульсов сильного тока $i(t)$.

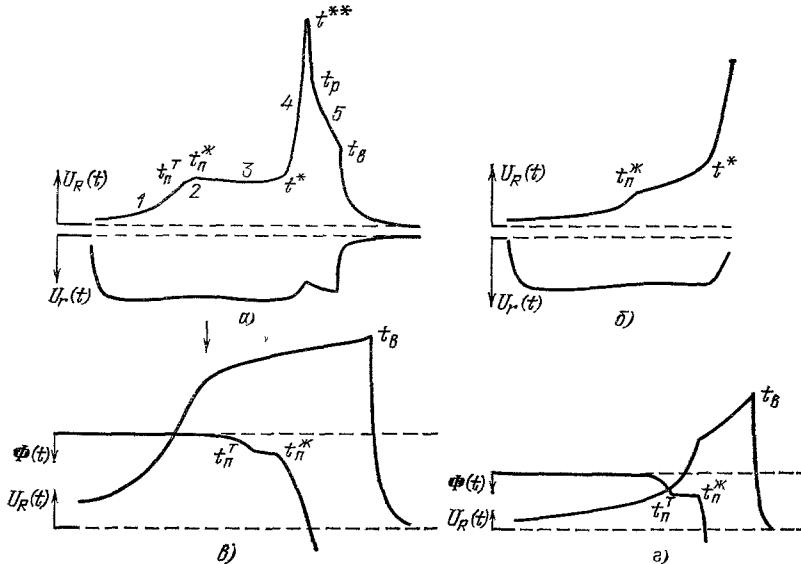


Рис. 2. Кривые $U_R(t)$, $U_r(t)$, $\Phi(t)$ для W (a)¹⁹, Al (б), Fe (в)¹⁶ (точка Кюри отмечена стрелкой) и Au (г)¹⁷.

Начало быстрого роста сопротивления — t^* , максимум U_R — t^{**} ; начало разряда — t_p , момент выключения тока i — t_B . Для рис. (б) и (г) форма импульсов тока аналогична рис. (а) и (в). Длительность процесса (по оси абсцисс) для (а) — (в) — от 5 до 10 мкс.

и эталонного сопротивления \mathcal{L}_r , т. е. $\mathcal{L}_R di/dt \ll Ri$, $\mathcal{L}_r di/dt \ll ri$. Осциллограммы

$$U_R(t) = R(t)i(t), \quad U_r(t) = ri(t),$$

полученные в таких условиях, приведены на рис. 2, а.

Неоднородности, возникающие в проволоке за счет быстрого теплового расширения, скин-эффекта и действия пондеромоторных сил, создаваемых током i , проявляются тем сильнее, чем больше исходный радиус проволоки a и плотность тока $j = i/\pi a^2$. Для грубой оценки условий появления неоднородности

Таблица I

$j, \text{ A/cm}^2$	$t^*, \text{ с}$	$j, \text{ A/cm}^2$	$t^*, \text{ с}$	$j, \text{ A/cm}^2$	$t^*, \text{ с}$
$5 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^{-7}$
$1 \cdot 10^6$	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^7$	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^8$	$5,6 \cdot 10^{-8}$

родностей в табл. I³⁷ приведены времена t^* нагревания вольфрама до начала резкого падения проводимости при различных значениях j . Эти данные для t^* получены по осцилограммам $U_R(t)$ в случае однородного нагревания вольфрамовых проволок импульсом тока $j = 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ почти прямоугольной формы и пересчитаны для других значений j с помощью соотношения $t_1^*/t_2^* = (j_2/j_1)^2$. Если время нагревания t^* настолько мало, что оказывается меньше или сравнимо с временем распространения упругого возмущения на расстояние порядка радиуса проволоки a , то в ней возникнут радиальные неоднородности давления. Проявление неоднородностей такого типа наблюдалось, например, в⁴⁰. Принимая скорость звука в жидким металле $u = 1 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, с помощью табл. I получаем, что в области металлической проводимости ($t < t^*$) условие отсутствия таких неоднородностей $t^* \gg a/u$ выполнено при радиусе $a \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ и $j \leq 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$, но нарушается, например, при $a = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ и $j = 5 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$. При $w \geq w^*$, вследствие сильного падения скорости звука u , неоднородности появляются при значительно меньших радиусах a и плотностях тока j .

В⁴¹ с помощью уравнений гидродинамики при использовании законов Ома и Джоуля в предположении, что инерционный эффект является доминирующим, определен параметр $N = aj^2$, характеризующий степень неоднородности состояния металла по сечению проволоки. Однородность тем выше, чем меньше N . Это условие, по существу, равноценно неравенству $t^* \gg a/u$, так как $t^* \sim 1/j^2$. В⁴¹ экспериментально установлено, что кривые зависимости сопротивления проволоки R от введенной в нее энергии W одинаковы при различных радиусах a и длительностях нагревания t^* если выполнено условие $N = aj^2 = \text{const}$. При этом для малых N в области $t \geq t^*$ (взрыв) производная dR/dW больше, чем при больших N . Поскольку подтвержденное экспериментом соотношение между N и dR/dW получено без учета неоднородностей по длине проволоки, то наблюдаемый при $t > t^*$ резкий рост сопротивления R , по-видимому, нельзя приписать таким неоднородностям (различным при разных a или j).

Представление о роли скин-эффекта можно получить, если частоту ω , входящую в известное выражение для глубины δ скин-слоя около плоской поверхности, оценить по длительности нагревающего импульса t^* с помощью соотношения $\omega = \pi/t^*$. Тогда при плотности тока $j = 5 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ и радиусе проволоки $a = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ в случае жидкого вольфрама, проводимость которого слабо зависит от температуры, получается $a/\delta = 0,5$, т. е. неоднородность распределения j по сечению проволоки значительна. Соответствующая неоднородность нагревания не успевает выравниваться путем теплопроводности, так как за время t^* условие такого выравнивания $t^* \gg a^2/\chi$ не выполняется ($\chi = \kappa/C\gamma$, κ — теплопроводность, C — теплоемкость, γ — плотность). Однако в экспериментах при $j \leq 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ и $a \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ (когда для вольфрама при 20°C $a/\delta = 1,2 \cdot 10^{-1}$ и при плавлении $a/\delta = 2,5 \cdot 10^{-2}$) скин-эффектом можно пренебречь с большой точностью, что видно из выражения⁴²

$$j(x) = j(0) \left[1 + \left(\frac{x}{2\delta} \right)^4 \right],$$

справедливого при $a \ll \delta$ (x — расстояние от оси проволоки).

Под действием пондеромоторных сил, связанных с протеканием тока по проводнику, в нем возникает давление, которое может оказаться значительным. При однородном распределении тока по сечению круглой проволоки давление в металле в квазистационарном режиме определяется формулой (в гауссовой системе единиц; c — скорость света)

$$p(x) = \frac{\pi a^2 j^2}{c^2} \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right),$$

т. е. давление увеличивается от нуля на поверхности проволоки ($x = a$) до максимального значения на ее оси ($x = 0$). При этом среднее давление в металле $\langle p \rangle = [p(0) + p(a)]/2$ равно магнитному давлению на поверхности проволоки $p_M(a) = H^2(a)/8\pi$. Для плотности тока $j = 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ и радиуса $a = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ с помощью приведенной формулы находим $p(0) = 80 \text{ атм}$. Такая величина давления не оказывает заметного влияния на рассматриваемые ниже свойства металла в конденсированном состоянии.

Вопрос о продольных неоднородностях, которые при $j \geq 5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ образуются в проволоке ^{11,39,43,44} при $t \geq t^*$, т. е. после начала резкого падения проводимости металла, обсуждается в гл. 4. Причинами неоднородного нагревания проволок могут быть еще неточности их изготовления, а при малых j — деформации силами поверхностного натяжения после плавления. В экспериментах, рассматриваемых в настоящей статье, магнитогидродинамические неустойчивости проводников ^{45,46} в конденсированном состоянии не проявляются.

При нагревании проводника током большой плотности вдоль его поверхности может вспыхнуть шунтирующий разряд ¹⁰, в результате плотность тока в металле j сильно падает и его дальнейшее нагревание почти прекращается. Появлению разряда благоприятствует большое напряжение вдоль проволоки $U_R = j\rho l$ (l — длина проволоки, ρ — удельное сопротивление металла), высокая температура и низкое давление в окружающей среде. В опытах с вольфрамом в атмосферном воздухе при $j \approx 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$, $l = 1 \text{ см}$ шунтирующий разряд всыхивает в начале области жидкого состояния ¹⁹. После этого проволока разлетается в виде капель. В вакууме при тех же значениях j и l вольфрамовая проволока шунтируется разрядом еще до начала плавления ²⁴. Тем не менее в некоторых работах говорится о взрыве вольфрамовой проволоки в вакууме, несмотря на то, что в указанных условиях ее объемное нагревание прерывается шунтированием и она или остается совсем целой или в отдельных местах повреждается разрядом. В случае более легкоплавких металлов, например Al, Cu, Ag, шунтирующий разряд в атмосферном воздухе при тех же плотностях тока не возникает до полного развития взрыва. Для Fe и Ni в тех же условиях этот разряд зажигается вблизи момента t^* . Чтобы исключить шунтирование и получить взрыв проволоки из тугоплавкого металла, ее помещают ¹⁰ в среду с большой электрической прочностью, например в воду, масло, парафин или сжатый газ. В вакууме для исключения разряда до окончания плавления металла ^{24,47,48} приходится сильно уменьшать длину проволоки l и плотность тока j .

Во всех средах при переходе к очень большим j ($j \geq 5 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$) шунтирующий разряд возникает при больших значениях введенной энергии. Это связано с тем, что время $t \sim 1/j^2$, необходимое для введения в металл значительной энергии $w \approx w^*$ (табл. I), становится сравнимым с длительностью развития разряда.

3. ПЛАВЛЕНИЕ И ЖИДКОЕ СОСТОЯНИЕ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ

a) Электросопротивление и теплота плавления

На рис. 2, a приведены копии *) осциллограмм $U_R(t) = R(t)i(t)$ и $U_r(t) = ri(t)$, характеризующих сопротивление $R(t)$ вольфрамовой проволо-

*) Кривые, представленные на рис. 2—16, обрисованы по осциллограммам.

ки и ток $i(t)$ в рассмотренных выше условиях однородного нагревания до начала взрыва ($t \leq t^*$). В моменты $t_{\text{пп}}^{\text{T}}$ начала плавления проволоки (твердая фаза) и окончания плавления $t_{\text{пп}}^{\text{Ж}}$ (жидкая фаза) на кривых $U_R(t)$ видны изломы, соответствующие изменению зависимости сопротивления R от поступающей энергии W . Начало и окончание плавления регистрируются также по свечению проволоки $\Phi(t)$ (рис. 2, ε , ϱ), что важно для металлов, не имеющих четкого излома кривой $R(t)$ в момент $t_{\text{пп}}^{\text{T}}$ (Au, Fe, Rh, Nb, Ir) или в момент $t_{\text{пп}}^{\text{Ж}}$ (Fe). Области твердого состояния, плавления, жидкого состояния и сильного падения проводимости отмечены на рис. 2, a соответственно цифрами 1—4. Эти состояния фиксируются, в частности, путем резкого выключения тока i в разных стадиях ввода энергии¹¹: при выключении тока в области 1 проволока после опыта остается целой, в области 2 она оказывается частично расплавленной, в начале области 2 — полностью стягивается в разлетающиеся шарики, размер которых порядка исходного диаметра проволоки. Продукты, остающиеся от проволоки после выключения тока i в области 4, представляют собой мелкодисперсную массу. Область 5 соответствует разряду, возникающему в этих продуктах, если ток i не прерывается.

По результатам измерения вводимой энергии $dW = (1/r) U_R U_r dt$ и сопротивления $R(t) = r U_R(t)/U_r(t)$ определяются удельная энергия $dw = dW/M$ и «приведенное» сопротивление $\rho^0(t) = (S(0)/l(0)) R(t)$, которое для твердого состояния металла мало отличается от удельного сопротивления $\rho(t) = (S(t)/l(t)) R(t)$ (M — масса проволоки, $S(0)$ и $l(0)$ — ее исходные сечение и длина). Некоторые результаты таких измерений^{16,17} сопротивления в точке плавления металла в твердом $\rho^0(t_{\text{пп}}^{\text{T}}) = \rho_{\text{тв}}^0$ и жидкок $\rho^0(t_{\text{пп}}^{\text{Ж}}) = \rho_{\text{ж}}^0$ состояниях, а также теплот плавления $\Delta w_{\text{пп}}$ представлены в табл. II. При этом

Таблица II

Металл	Состав, %	$\Delta w_{\text{пп}}$, Дж/г		$\rho_{\text{тв}}^0$, мкОм·м	$\rho_{\text{ж}}^0$, мкОм·м	$\frac{\rho_{\text{ж}}^0}{\rho_{\text{тв}}^0}$
		Импульсный нагрев	Магнитная левитация			
Au	99,9	70	—	0,131	0,29	2,22
Ni	Ni + Co — 99,5	318	—	0,61	0,82	1,35
Fe	C — 0,1	244	—	1,30	1,34	1,03
Pt	(ПЛ — 1)	128	—	0,63	0,94	1,48
Rh	99,9	257	265 ⁵⁴	0,61	0,85	1,40
Ir	99,9	200	213 ⁵⁴	0,70	0,92	1,31
Nb	99,7, Ta — 0,2	297	297 ⁵⁵	0,95	1,08	1,14
Mo	99,96	415	408 ⁵⁶	0,80	0,95	1,19
Ta	98,8; Nb ≤ 1	202	—	1,14	1,26	1,10
W	99,95	299	—	1,17	1,27	1,08

ошибка результатов (5—10% — $\Delta w_{\text{пп}}$, 2—3% — $\rho_{\text{тв}}^0$ и $\rho_{\text{ж}}^0$, 1% — $\rho_{\text{ж}}^0/\rho_{\text{тв}}^0$) зависит в основном от различной для разных металлов четкости изломов осцилограмм в моменты $t_{\text{пп}}^{\text{T}}$ и $t_{\text{пп}}^{\text{Ж}}$. Аналогичные данные, полученные без контроля моментов $t_{\text{пп}}^{\text{T}}$ по свечению $\Phi(t)$, приведены в¹⁸. Сопоставление^{16—18} со стационарными экспериментами важно, в частности, потому, что заранее не ясно, сохраняются ли исследуемые характеристики металла в случае его нагревания электрическим током со скоростью до $\sim 10^9$ К/с. Как выяснилось, вблизи точки плавления в твердом состоянии значения электросопротивления W , Ta, Mo, найденные при большой плотности тока^{16,49,50}, совпадают в пределах точности эксперимента (2—3%) с соответствующими результатами стационарных измерений. Электросопротивление жидких тугоплавких металлов

стационарными методами не измерено (данные о скачке электросопротивления при плавлении вольфрама и молибдена, приведенные в известных работах⁵¹⁻⁵³, получены при быстром импульсном процессе в¹¹). Для Au, Ni, Fe в пределах разброса импульсных и стационарных данных пока нет оснований говорить о различии электросопротивления в точке плавления в сопоставляемых режимах.

Для теплот плавления результаты импульсных измерений^{11, 16, 17} лежат в пределах разброса соответствующих данных стационарных измерений (не менее 6—10%). Однако результаты стационарных измерений⁵⁴⁻⁵⁶, полученные позже импульсных опытов методом левитационной калориметрии для Rh, Ir, Nb, Mo, хорошо совпадают с импульсными данными (см. табл. II). Теплоты плавления вольфрама и тантала стационарными методами до сих пор, по-видимому, не измерены. Таким образом, для электропроводности и теплоты плавления в пределах точности экспериментов не обнаружено аномального поведения при быстром нагревании током большой плотности.

б) Электросопротивление и тепловое расширение жидкого металлов.

Зависимость электросопротивления от давления

По мере увеличения поступающей энергии w и, соответственно, увеличения теплового расширения приведенное сопротивление металла $\rho^0(t)$ все больше отличается от удельного сопротивления $\rho(t)$. Важно, что при быстром нагревании расширение проволоки в жидком состоянии происходит практически только по направлению ее радиуса, т. е. $l(t) = l(0)$, а испарение ничтожно мало, т. е. полное число атомов сохраняется, $n_a(t) s(t) l(t) = n_a(0) s(0) l(0)$. По этим причинам

$$\rho^0(t) = \frac{n_a(t)}{n_a(0)} \rho(t) = \frac{1}{e^2 n_a(0)} \frac{m}{z\tau_e},$$

где z — число электронов проводимости на один атом, τ_e , e , m — время релаксации, заряд и эффективная масса электрона, $n_a(0)$ — исходная концентрация атомов. Таким образом, для быстрого процесса приведенное сопротивление отличается от удельного

$$\rho = \frac{1}{e^2 n_a} \frac{m}{z\tau_e}$$

тем, что изменяющаяся концентрация атомов $n_a(t)$ заменяется их исходной концентрацией $n_a(0)$. В этих условиях исследование приведенного сопротивления $\rho^0(t) = (s(0)/l(0)) R(t)$ непосредственно дает сведения о величине $m/z\tau_e$, определяемой электронной структурой металла. Поэтому сопротивление $\rho^0(t)$ представляет самостоятельный интерес независимо от удельного сопротивления $\rho(t)$, для получения которого, кроме измерения $R(t)$, требуется еще измерение теплового расширения. Осциллограммы $U_R(t)$, характеризующие сопротивление $\rho^0(t)$ или $R(t) = rU_R(t)/U_r(t)$ некоторых металлов, приведены на рис. 2. Относительно зависимости приведенного сопротивления ρ^0 от w замечено²⁰, что обычно ρ^0 мало увеличивается при плавлении и дальнейшем нагревании у тех жидких металлов и сплавов¹⁶, у которых оно велико в твердом состоянии в точке плавления. При больших введенных энергиях для исследованных металлов сопротивление ρ^0 перед его резким ростом $\sim 1,3$ мкОм·м.

Эксперименты показали, что с введением энергии приведенное сопротивление ρ^0 в жидком состоянии для Al, Au, Cu, Rh сильно возрастает, для Ni, Pt, Ir слабо возрастает, а для Fe, Mo, Ta почти не меняется (см. рис. 2), т.е. $d\rho^0/dt \geq 0$ и, соответственно, $d\rho^0/dw \geq 0$. В противоположность этим металлам для вольфрама в условиях свободного расширения при атмосферном давлении после плавления производная $d\rho^0/dw < 0$. По мере увеличения вве-

денной в жидкий вольфрам энергии производная $d\rho^0/dw$ постепенно возрастает (рис. 2, а) и становится положительной. Поскольку рассеяние электронов на фонах увеличивается при росте w за счет роста температуры, то отрицательное значение $d\rho^0/dw$ указывает на уменьшение величины $\rho^0 \sim m/zt_e$ при расширении, т.е. при увеличении среднего межатомного расстояния вольфрама в начале жидкой области 3 (см. рис. 2, а).

Эксперименты по быстрому нагреванию проволок в условиях ограничения расширения с помощью толстостенных стеклянных капилляров⁵⁷ подтверждают это заключение. Если ограничение расширения начинается в начале жидкой области при сравнительно большой плотности вольфрама, когда исходный объем полости капилляра V_k мало превышает исходный объем

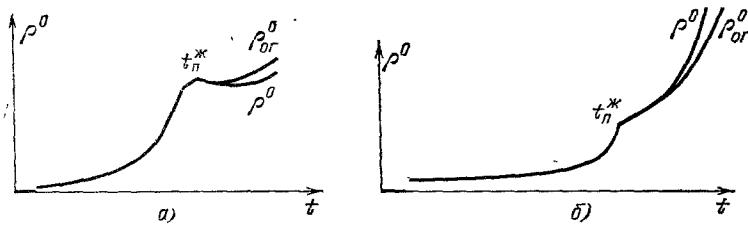


Рис. 3. Сопротивление жидких W (а) ⁵⁷ и Cu (б).

Показаны совмещенные осциллограммы $U_R(t)$ при почти постоянном токе i в жидкой области для случаев свободного ρ^0 и ограниченного $\rho_{\text{ог}}^0$ расширения. Исходные диаметры проволок 0,3 мм, капилляров: 0,316 мм (а) и 0,337 мм (б).

проводок V_0 (рис. 3, а: $V_k/V_0 = 1,11$), то до начала исчезновения металлической проводимости, т.е. при $w < w^*$, производная $d\rho_{\text{ог}}^0/dt > d\rho^0/dt$ или $d\rho_{\text{ог}}^0/dw > d\rho^0/dw$, где обозначения $\rho_{\text{ог}}^0$ и ρ^0 относятся соответственно к нагреванию с ограничением объема и при свободном расширении. В этом случае, как видно из рис. 3, а, $(d\rho_{\text{ог}}^0/dv)_w' < 0$ ($v = V/M$ — удельный объем металла). Если же ограничение расширения начинается при меньшей плотности, т.е. при больших значениях V_k/V_0 , то для вольфрама и меди $d\rho_{\text{ог}}^0/dw < d\rho^0/dw$ и $(d\rho_{\text{ог}}^0/dw)_w > 0$. Соответствующее отклонение кривой $\rho_{\text{ог}}^0$ вниз от кривой ρ^0 показано на примере меди на рис. 3, б. Условие $(d\rho_{\text{ог}}^0/dv)_w > 0$ подобно уменьшению электросопротивления с ростом внешнего давления, наблюдавшемуся для большинства металлов в твердом состоянии (при комнатной температуре) в известных работах Бриджмена.

В⁵⁸ разность приведенных сопротивлений $\Delta = \rho_{\text{ог}}^0 - \rho^0$ при нагревании проволок в капиллярах и при «свободном» расширении (в воске) регистрировалась непосредственно по схеме моста Уитстона с чувствительностью, на порядок большей, чем в работе⁵⁷. При этом для всех исследованных металлов Al, Cu, Mo получены качественно одинаковые семейства кривых $\Delta(w)$, соответствующих некоторым значениям V_k/V_0 (рис. 4—6). На рис. 4—11,веденная в металл удельная энергия отсчитывается от момента окончания плавления, т.е. относится только к жидкому состоянию и обозначается $w_{\text{ж}}$ (или $w_{\text{ж}}^*$) вместо w . В случаях малых V_k/V_0 , когда ограничение расширения начинается при меньших значениях энергии $w_{\text{ж}}$, разность Δ сначала уменьшается с ростом $w_{\text{ж}}$, затем достигает минимума и далее увеличивается (см. рис. 4—6). При переходе к большим V_k/V_0 уменьшение Δ становится более сильным и при еще больших V_k/V_0 во всей регистрируемой области ограничения расширения производная $d\Delta/dw_{\text{ж}} < 0$. Согласно рис. 3—6, отрицательное значение $\Delta = \rho_{\text{ог}}^0 - \rho^0$ выражено тем сильнее, чем больше сжимаемость (меньше плотность) металла. Это видно для каждого из исследованных металлов при уменьшении плотности вследствие теплового расширения (переход от меньших к большим V_k/V_0), а также при переходе от более плотных к менее плотным металлам (от W к Mo, Cu, Al).

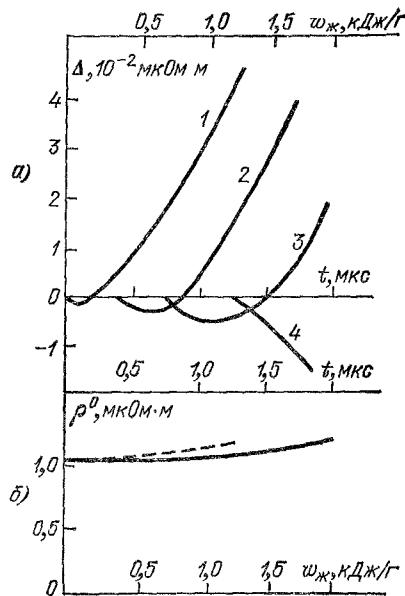


Рис. 4. Изменение электросопротивления Mo $\Delta = \rho_0^0 - \rho^0$ (а) и ρ^0 (б) при термокомпрессии, начинающейся при разной плотности металла⁵⁸.
а) $V_K/V_0 = 1,10$ (1), 1,18 (2), 1,25 (3) и 1,34 (4); б) сплошная линия — ρ^0 , штриховая — ρ_0^0 при $V_K/V_0 = 1,10$.

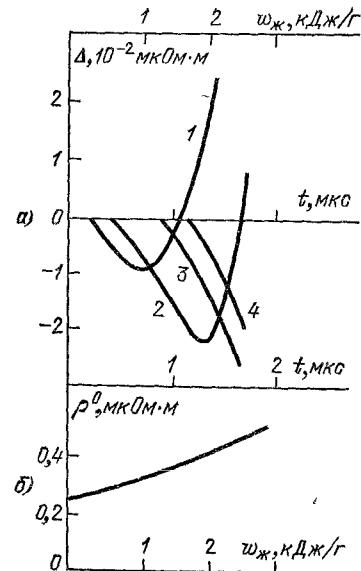


Рис. 5. Изменение электросопротивления Al $\Delta = \rho_0^0 - \rho^0$ (а) и ρ^0 (б) при термокомпрессии, начинающейся при разной плотности металла⁵⁸.
а) $V_K/V_0 = 1,13$ (1), 1,19 (2), 1,28 (3) и 1,34 (4).

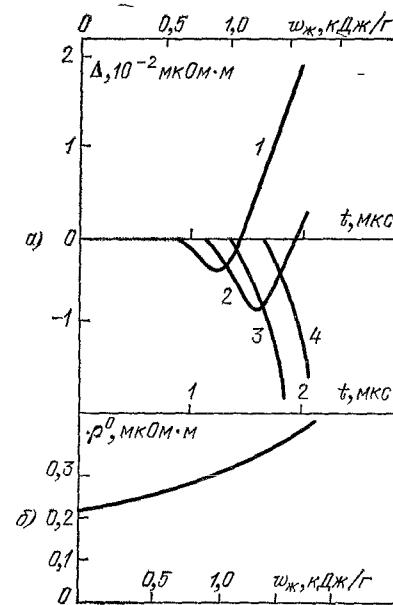


Рис. 6. Изменение электросопротивления Cu $\Delta = \rho_0^0 - \rho^0$ (а) и ρ^0 (б) при термокомпрессии⁵⁸.
а) $V_K/V_0 = 1,22$ (1), 1,28 (2), 1,38 (3) и 1,45 (4).

Предварительные результаты измерения давления металла в капиллярах в работе ⁵⁸ показывают, что в рассматриваемых условиях при увеличении энергии $w_{ж}$ оно монотонно возрастает в течение 1—1,5 мкс до $\sim 4 \cdot 10^4$ атм и затем падает. Судя по этим данным, зависимость разности Δ приведенных сопротивлений с ограничением объема ρ_0^0 и при свободном расширении ρ^0 от $w_{ж}$, приведенная на рис. 4—6, обусловлена возрастанием давления и не может быть отнесена за счет вдавливания жидкого металла в образующиеся в стекле трещины. Уход малой части объема металла в трещину мало сказался бы на его сопротивлении R , но, в силу слабой сжимаемости жидкого металла, был бы заметен по уменьшению давления. Экспериментальные данные ⁵⁹

о развитии микротрещин и разрушении стекла при импульсных нагрузках не противоречат этим выводам.

Тепловое расширение жидких металлов в зависимости от введенной энергии $w_{ж}$ при быстром нагревании электрическим током исследовалось различными методами на проволочных образцах. Измерения проводились для U^{60} , Mo, Ta⁶¹, Pt⁶² по тени от проволок диаметром $2a = 1$ мм, освещаемых лазерным источником света. Сравнительно небольшая плотность тока $j \approx 4 \cdot 10^6$ А/см² обеспечивала при этом удовлетворительную однородность состояния жидкого металла по радиусу проволок до значения введенной энергии, не доходящего до $w_{ж}^*$. Для исключения шунтирующего разряда проволока помещалась в инертный газ под давлением $(1-2) \cdot 10^3$ атм.

Близкие результаты по расширению $dv/dw_{ж}$ металлов в широкой области жидкого состояния получены при использовании капилляров. В этих экспериментах ⁶³, как и в ^{58, 64}, по осциллограммам напряжения $U_R(t)$ и тока $U_r(t)$, характеризующим сопротивление проволоки $R(t)$, фиксировалось изменение dR/dt , наступающее в момент, когда расширение жидкого металла начинало ограничиваться полостью капилляра известного диаметра. Энергия $w_{ж}$, соответствующая этому моменту, непосредственно измерялась по осциллограммам. Для увеличения точности регистрации R использовалась схема моста Уитстона, как в ⁵⁸. Полученные данные показаны в виде кружков на рис. 7—11, где приведены также результаты других импульсных опытов для Mo ^{61, 65}, Ta ⁶¹, $W^{65, 66}$, а также данные стационарных измерений для Al ⁶⁷ и Cu ⁶⁸.

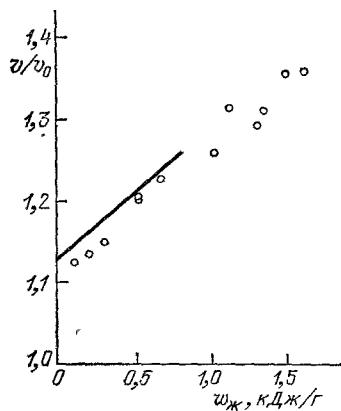
Рис. 7. Расширение жидкого Al⁶³.

На рис. 7—11 по оси абсцисс отложена энергия $w_{ж}$, поступившая в металл после окончания плавления. Прямая — стационарные данные ⁶⁷.

Логарифмам напряжения $U_R(t)$, характеристикающим сопротивление проволоки $R(t)$, фиксировалось изменение dR/dt , наступающее в момент, когда расширение жидкого металла начинало ограничиваться полостью капилляра известного диаметра. Энергия $w_{ж}$, соответствующая этому моменту, непосредственно измерялась по осциллограммам. Для увеличения точности регистрации R использовалась схема моста Уитстона, как в ⁵⁸. Полученные данные показаны в виде кружков на рис. 7—11, где приведены также результаты других импульсных опытов для Mo ^{61, 65}, Ta ⁶¹, $W^{65, 66}$, а также данные стационарных измерений для Al ⁶⁷ и Cu ⁶⁸.

В случае жидкого вольфрама, в отличие от других металлов, измерение расширения разными методами дало в первых работах противоречивые результаты. Расширение $dv/dw_{ж}$ жидкого вольфрама измерено в ⁶⁶ той же методикой, которая использовалась ранее в ^{61, 62} для Mo, Ta и Pt. Этот результат был подтвержден методом измерения сопротивления проволоки в капилляре и для отдельных значений $w_{ж}$ — зондовым методом, который основан на возникновении контакта расширяющегося жидкого металла с заранее установленными металлическими зондами (рис. 11). Кроме того, опытами в капиллярах на примере вольфрама подтверждены полученные ранее ¹¹ для никеля данные о том, что слабое при $w_{ж} < w_{ж}^*$ расширение сильно возрастает при $w_{ж} \approx w_{ж}^*$.

Более высокие (рис. 11) значения $dv/dw_{ж}$ жидкого вольфрама получены в экспериментах ⁶⁵ и особенно в ⁶⁹. Это завышение, по-видимому, обусловлено следующими причинами. Измерения в ⁶⁵ проводились таким же теневым методом, как и в экспериментах ⁶⁶, однако исследуемые проволоки помещались не в сжатый газ, а в воду. В воде у поверхности раскаленного вольфрама



возникает слой паров с меньшим, чем у воды, показателем преломления. За счет этого слоя, нарастающего с повышением температуры проволоки, ее теневое изображение расширяется. Такие представления соответствуют экс-

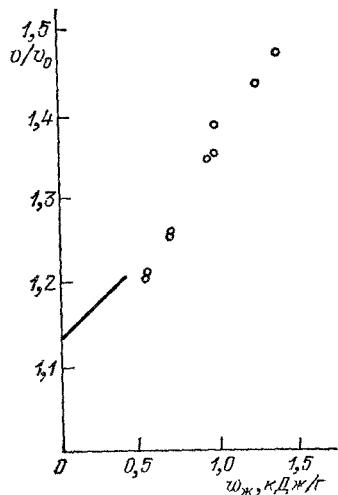


Рис. 8. Расширение жидкой Cu⁶³. Прямая — стационарные данные⁶⁸.

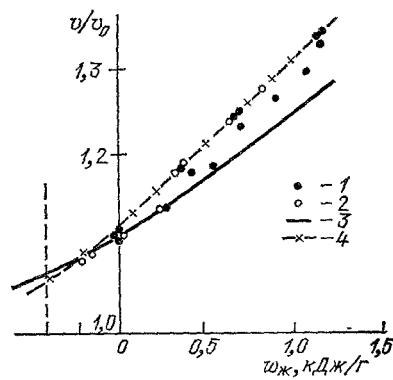


Рис. 9. Расширение жидкого Mo⁶³. На рис. 9—11 — штриховая вертикальная прямая слева — начало плавления. 1, 2 — получено при времени нагревания 2 и 6 мкс соответственно (от момента расплавления до t^*). 3, 4 — импульсные данные^{61, 65} соответственно.

perimentальным данным, согласно которым для менее тугоплавких металлов, а также в начале жидкой области для вольфрама, не наблюдается существенного различия результатов, полученных в⁶⁵ и в других работах (рис. 9, 11). В работе⁶⁹ при регистрации диаметра расширяющейся вольфрамовой

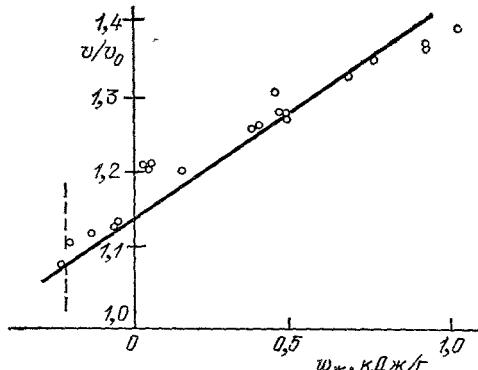


Рис. 10. Расширение жидкого Ta⁶³. Прямая — импульсные данные⁶¹.

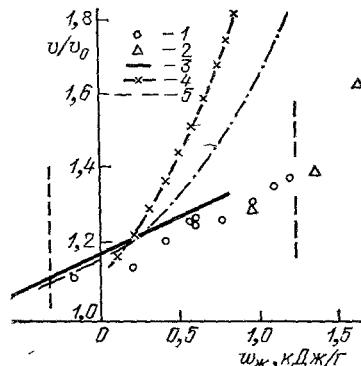


Рис. 11. Расширение жидкого W⁶³. Штриховая вертикальная прямая справа ограничивает область однородного состояния жидкого металла. 1 — капиллярный метод, 2 — зондовый метод. 3 —⁶⁶, 4 —⁶⁸, 5 —⁶⁵.

проводки по собственному свечению сделано предположение о неизменном угловом распределении интенсивности свечения поверхности жидкого вольфрама во всей исследуемой области энергий. Завышенное значение, полученное для расширения $dv/dw_{\text{ж}}$ в работе⁶⁹, по-видимому, объясняется несоблюдением этого предположения (рис. 11).

Заметим, что расширение взрывающихся проволок исследовалось и в более ранних работах. Причем в некоторых случаях^{44, 70, 71} использовались теневые картины в рентгеновских лучах, а в¹¹ — фотографирование теневых изображений в видимом свете с 15-кратным увеличением. Однако целью этих работ было не измерение расширения однородного жидкого проводника, а выяснение механизма электрического взрыва.

В⁶⁴ (рис. 2, *a*) определялась плотность вольфрама, соответствующая моменту t^* начала резкого роста сопротивления исследуемой проволоки, нагревание которой в твердом и в жидким состояниях до $w \approx w^*$ происходит достаточно однородно ($2a = 0,1$ мм, $j \approx 5 \cdot 10^6$ А/см²). При этом измерение объема производилось с помощью калиброванных капилляров. Таким путем для плотности было получено $\gamma(t^*)/\gamma_0 \approx 0,5$, где γ_0 — исходная плотность вольфрамовой проволоки. Для медной проволоки в подобном импульсном процессе⁷⁰ рентгеновским методом получено, что «наименьшая плотность жидкой меди, при которой она находится в виде сплошного цилиндра, равна 4,1 г/см³». При этом $\gamma/\gamma_0 = 0,47$. По результатам стационарных измерений для жидкой ртути⁷² «при плотности ниже 8,5—9 г/см³ изменяется характер электрической проводимости ртути: проводимость перестает быть чисто металлической». Эта плотность составляет 0,62—0,66 от плотности ртути в твердом состоянии. Таким образом, по экспериментальным данным металлическая проводимость разных металлов резко падает при плотности $\gamma/\gamma_0 = 0,45—0,65$. Здесь необходимо иметь в виду, что в случае импульсных экспериментов полученные значения $\gamma(t^*)/\gamma_0$ носят ориентировочный характер вследствие некоторой неопределенности выбора момента t^* и сильного нарастания расширения dv/dw вблизи значения $w = w^*$ (рис. 2, *a*), а также в связи с эффектом «аномалий энергии» (гл. 4).

4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ МЕТАЛЛА. ИСЧЕЗНОВЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ

В отношении термина «электрический взрыв» существует некоторая неопределенность. Чаще всего электрическим взрывом называют нагревание и разрушение проводников под действием электрического тока большой плотности, происходящее за время 10^{-7} — 10^{-5} с, но иногда имеется в виду и время $\sim 10^{-3}$ с. Опыт показывает, что механизм «взрыва» оказывается различным в зависимости от величины плотности нагревающего тока j (от которой длительность этого процесса зависит как $1/j^2$). Если при сравнительно малых значениях плотности тока «взрывающаяся» проволока дробится на макроскопические капли жидкого металла, то при больших j она распадается на частицы, неразличимые в оптический микроскоп¹¹. При переходе к большим плотностям тока, а также к более толстым проволокам в них еще в твердом и жидким состояниях развиваются макроскопические радиальные неоднородности (гл. 2), влияющие на разрушение проводника как целого. Ниже дается картина электрического взрыва тонких проволок в том виде, в каком она представлена в²¹ на основе имеющихся в настоящее время экспериментальных материалов. Другие стороны явления электрического взрыва рассмотрены, в частности, в^{4-6, 73}, причем подробный список литературы до 1955 г. имеется в⁸.

Авторы некоторых работ, получившие объективные данные о процессе разрушения проволок в определенном диапазоне плотностей тока, иногда без достаточных оснований обобщают эти данные для других значений j . Таким образом возникло несколько различных объяснений электрического взрыва, претендующих на универсальность. В 1939 г. была высказана точка зрения⁷, согласно которой электрический взрыв происходит путем быстрого испарения металла с поверхности проволоки, которая становится все тоньше, превращаясь в неэлектропроводный пар. Эта картина не согласуется с видом высокоскоростных фотографий, полученных для тонких проволок при токах

$j \sim 1 \cdot 10^7$ А/см². На основании таких фотографий в работах ⁴³ сделан вывод, что вследствие неоднородностей «проволока разбивается по длине на отдельные участки. Возникновение этих разрывов приводит к прекращению тока, к возникновению паузы тока ... Во время паузы тока частицы испаряются за счет тепла, полученного во время прохождения тока». Эти частицы, участки или отрезки преводки, образующиеся в режиме взрыва (и называемые в некоторых работах стратами), в данной статье называются «поперечными слоями» металла.

В последующих работах причинами подобного дробления проводников, помимо исходных неоднородностей, считались капиллярные силы ⁸, неоднородности сжатия ⁹, магнитогидродинамические неустойчивости ^{45, 46}. Деление на «поперечные слои» за счет какого-либо из этих факторов и в последних работах часто рассматривается как причина исчезновения электропроводности взрывающейся проволоки и появления «паузы тока» в питающем контуре. Разрыв электрической цепи вследствие дробления проводника на макроскопические капли, несомненно, может происходить в действительности при сравнительно медленных процессах и иллюстрируется примером работы плавких предохранителей. Однако существует и другой механизм разрушения проводника — механизм взрыва, реализующийся при больших плотностях тока в металле.

Как уже отмечалось, при токах $j \sim 5 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^7$ А/см² проволоки диаметром $2a \approx 0,1$ мм в твердом и далее в жидкому состоянии нагреваются однородно до некоторого момента t^* , которому соответствует определенная величина введенной удельной энергии $w(t^*) = w^*$. При $t \approx t^*$ электросопротивление R проволоки начинает резко возрастать, сохраняя металлический характер до момента t^{**} ^{10, 39} (см. рис. 2, а). Кроме того, в момент t^* проволока начинает быстро расширяться, так что при выключении нагревающего тока в стадии 4 вблизи момента t^{**} металл оказывается превратившимся в мелкодисперсную массу с размером частиц меньше 1000 Å ^{12, 13}. Под взрывом ниже подразумевается именно этот процесс, начинающийся при $w \approx w^*$, когда увеличение объема металла достигает величины $v/v_0 = 1,35 - 1,45$, где v_0 — его объем при $T = 300$ К (см. рис. 11).

Сильное падение электропроводности проволоки в стадии 4 (рис. 2, а) происходит при значении введенной энергии, недостаточном для ее полного испарения. В частности, по данным ^{11, 19} введенная энергия w^* для никеля и вольфрама составляет 45—60 % от энергии сублимации. Поэтому, учитывая отсутствие макроскопических капель в продуктах взрыва, а также их большую электрическую прочность на пробой, не удалось объяснить рассматриваемое падение электропроводности переходом жидкого металла в пар. В настоящее время нет экспериментальных данных, непосредственно показывающих, насколько точка, соответствующая на диаграмме состояний началу взрыва металла $w \approx w^*$, близка к кривой равновесия жидкость — пар (бинодаль).

Автор работы ⁷⁴, исходя из представлений о перегреве металла, относит начало взрыва к окрестности спинодали (граница области метастабильного состояния). В работе ⁷⁵ утверждается, что при быстром джоулевом нагревании проволоки в капилляре может быть обеспечено изменение состояния металла по бинодали вплоть до критической точки, причем могут быть измерены ее параметры. Однако такое нагревание проволоки до критического состояния не могло бы быть однородным вследствие нарушения условия $t^* \gg a/u$ (гл. 2), так как вблизи критической точки скорость звука и очень сильно падает. Заметим еще, что предполагаемому в ⁷⁵ нагреванию металла по бинодали препятствуют неизбежно возникающие пары материала стенок капилляра. Давление этих паров нельзя считать малым сравнительно с давлением пара исследуемого металла (W).

Для модельного объяснения быстрого расширения металла и исчезновения его проводимости при $w = w^*$ в ¹¹ сделано предположение о разрушении

на этой стадии процесса только части металлических связей, в результате чего жидкий металл дробится на микроскопические области. Поверхности разрыва металлических связей, выделяющие в жидким металле эти микроскопические области, естественно отождествить с флюктуирующими поверхностями микrorазрывов, вопрос о появлении которых в расширяющемся жидким металле рассматривал Я. И. Френкель⁷⁶. Расширение возрастает по мере нагревания и соответственно возрастает число поверхностей разрыва связей в единице объема, а среднее расстояние L между ними уменьшается. По сделанному в¹¹ предположению проводимость должна резко падать, когда L уменьшится до значения средней длины свободного пробега электрона Λ в этом металле.

Впоследствии в работе¹² с помощью электронного микроскопа выяснилось, что мелкодисперсные продукты, остающиеся после взрыва металла, представляют собой золь, причем размер основной массы частиц этого золя $L_3 = 0,02$ мкм. Длина свободного пробега Λ электронов в конденсированном металле с энергией $\sim w^*$ неизвестна. Однако порядок величины проводимости во всей области жидкого состояния после окончания плавления и до момента t^* начала взрыва сохраняется (объем проводников возрастает на $\sim 20-30\%$, их полное сопротивление увеличивается не больше, чем в два раза, а для тугоплавких металлов значительно меньше²⁰). При незначительном изменении проводимости естественно ожидать также незначительного изменения длины свободного пробега Λ . Оценочные значения Λ для жидкых металлов в точке плавления по данным⁷⁷ составляют для Na 158d, K — 177d, Al — 6d, Ag — 18d, Cu — 13d, где $d \sim 3\text{ \AA}$ — межатомные расстояния. Таким образом, найденное в¹² значение $L_3 = 200$ Å по порядку величины близко к Λ . Авторы этой работы не измеряли энергию, поступающую в проводник, и в соответствии с широко распространенной точкой зрения об испарении металла при взрыве рассматривали золь как продукт конденсации образовавшегося ранее пара. Как выяснилось позднее¹³, продукты взрыва вольфрама в жидкой среде представляют собой золь примерно такого же размера, как золь, полученный в¹² при взрыве более легкоплавких металлов в газе. При этом в^{13, 19} подтвержден прежний вывод¹¹, что полнаяведенная в проводник энергия недостаточна для предварительного испарения металла, превратившегося в золь. Таким образом, имеются основания рассматривать золь как свидетельство деления жидкого металла на упоминавшиеся выше микроскопические области.

Автор работы⁷⁸ тоже связывал взрыв с определенным состоянием материала проводника и считывал возникновение золя непосредственно из жидкого металла. Однако его представления о взрыве отличаются от изложенных выше в двух пунктах: 1. В⁷⁸ начало быстрого роста сопротивления R проволоки объясняется появлением неэлектропроводного пара, а не разбиением жидкого металла на микроскопические области размером $L \sim \Lambda$. 2. В противоположность данным¹⁹⁻²¹, в работе⁷⁸ считается, что диспергирование жидкого металла происходит за счет энергии перегрева, накопленной в металле до момента t^* , а не за счет джоулева тепла, поступающего в металл за время $t^{**} - t^*$ — быстрого роста сопротивления.

Предположение о таком перегреве металла положено в основу толкования электрического взрыва, которое предлагается автором работы⁷⁴.

В⁷⁹ считается, что взрыв протекает в два этапа: сначала за счет локального объемного шарообразования вследствие пространственно-временной неоднородности ввода энергии при быстром нагреве током происходит расложение на страты, приводящие к потере проводимости, затем в результате спада тока и снятия магнитного давления происходит вскипание перегретого металла с образованием аэрозоля. Это объяснение механизма взрыва в котором используются соображения авторов работ^{43, 78} представляется неудовлетворительным. В случае типичного взрыва проволоки диаметром $2a \approx 0,1$ мм при плотности тока $j = 5 \cdot 10^6$ A/cm² давление в металле, созда-

ваемое действием пондеромоторных сил, связанных с этим током, даже на оси составляет $p(0) = 20$ атм. На поверхности проволоки это давление $p(a) = 0$ и поэтому не может помешать ее разрушению с поверхности. Кроме того, взрыв начинается при величине энергии $w \approx w^*$ независимо от мгновенного значения полного тока $i(t^*)^{10}$, определяющего давление p . По данным ^{11, 39} потеря проводимости и прекращение тока i происходит не за счет разделения взрывающейся проводника на макроскопические страты, а за счет дробления жидкого металла на микроскопические области с $L \approx \Lambda$. Само дробление, т. е. потеря части металлических связей вблизи момента t^* , является необходимым условием для возникновения поперечного расслоения. Таким образом, возникновение золя служит одной из причин образования страт, а не образование страт приводит к возникновению золя вследствие прекращения тока и снятия магнитного давления.

Использованное многими авторами ^{43, 74, 78, 79} предположение о перегреве в том смысле, что диспергирование проводника и резкий рост его сопротивления R при $t > t^*$ происходят за счет энергии, запасенной в металле до момента начала взрыва t^* , не согласуется, в частности, со следующими экспериментальными данными: за время $t^{**} - t^*$ быстрого роста R (см. рис. 2, a) в проволоку диаметром $2a \approx 0,1$ мм при $j \approx 1 \cdot 10^7$ А/см² поступает энергия $\Delta W \approx 0,2W^{**}$ ¹⁰; при резком выключении тока i на ранней стадии быстрого роста сопротивления R вблизи момента t^* звуковой эффект значительно слабее, а размер образующихся частиц золя крупнее, чем при выключении тока вблизи момента t^{**} . Решающее влияние энергии ΔW , поступающей в проволоку извне, на резкий рост ее сопротивления видно также из результатов работы ⁴¹, рассмотренных в гл. 2 (dR/dW различна для различных значений параметра $N = aj^2$ при одной и той же величине плотности тока).

При взрыве деление проводника на «поперечные слои», т. е. макроскопические области конденсированного металла и области с малой плотностью, происходит и в том случае, если нагревающий ток i выключается в самом начале стадии быстрого роста сопротивления, когда эти продольные неоднородности еще не видны ¹¹. В соответствии с ^{11, 20, 39} появление и развитие (после выключения тока i) этих неоднородностей можно качественно объяснить двумя факторами: разрушением в жидком металле части связей и наличием в нем продольных упругих колебаний, возникших на предыдущих стадиях нагревания. Если выключить нагревающий ток i до начала быстрого роста сопротивления, когда нарушение связей еще незначительно (что видно по отсутствию золя в продуктах взрыва), то появляются неоднородности совершенно иного характера — образуются жидкие капли, и это происходит за время, на порядок превышающее время образования «поперечных слоев» (см. рис. 3 и 4 в ¹¹).

В процессе электрического взрыва «поперечные слои» постепенно увеличиваются в диаметре и уменьшаются по толщине. При этом между ними загораются разряды. По мнению авторов работ ^{80, 81}, суммарное падение напряжения на разрядах является причиной прерывания тока в контуре исследуемой проволоки. В противоположность этому в рассматриваемой схеме электрического взрыва ^{11, 19-21} в соответствии с результатами работы ³⁹ считается, что разряды между «поперечными слоями» дают небольшой вклад в полное сопротивление R взрывающейся проволоки *). Сильное нарастание R при $t^* < t < t^{**}$ вызвано падением металлической проводимости конденсированного металла, сосредоточенного в «слоях». Значение энергии $w(t^{**})$ (точнее, $w(t_p)$, рис. 2, a), при котором проводимость конденсированного металла практически исчезает и его нагревание прекращается ¹⁹, невелико (недостаточно для его полного испарения).

*) Это положение соответствует также экспериментальным результатам работы ⁴¹ (гл. 2), показавшим возможность не учитывать влияние продольных неоднородностей проволоки на резкий рост ее сопротивления R .

Как отмечалось, согласно 11, 19–21, исчезновение проводимости жидкого металла в стадии 4 (рис. 2, а) обусловлено возникновением в нем флюктуирующей зернистой структуры с $L \sim \Lambda$, создаваемой поверхностями микроразрывов. Поскольку микроразрывы нарушают или сильно ослабляют связь между выделяемыми ими частицами металла, то эти частицы могут разлетаться с поверхности «слоев». (Пока микроразрывы еще мало расширились, естественно считать скорость образующихся частиц золя тепловой. Тогда при температуре $\sim 1 \cdot 10^4$ К для частиц, каждая из которых состоит из 10^6 атомов, в случае вольфрама получим скорость ≈ 70 см/с, а для времени расширения микроразрыва на величину порядка десятка ангстрем получим $\sim 1 \cdot 10^{-9}$ с. Эти данные относятся к средней квадратичной скорости, хотя возможно, что важную роль играют более быстрые частицы.) Связь между началом быстрого расширения металла и падением его проводимости обусловлена размером частиц золя. При $t < t^*$, пока их средний размер велик сравнительно с длиной пробега электрона в металле $L \gg \Lambda$, тепловая скорость разлета этих частиц с поверхности «шоперечных слоев» проволоки еще мала, поскольку она пропорциональна $L^{-3/2}$. Как показывает опыт, при приближении к моменту t^* (при $t < t^*$) контуры проволоки становятся перезкими, что естественно объясняет медленным разлетом крупных частиц золя. Иными словами, скорость расширения, так же как и скорость нарастания сопротивления R (см. рис. 2, а), должна изменяться не скачком, а плавно в некоторой переходной области вблизи t^* , которой соответствует уменьшение среднего размера частиц золя до $L \sim \Lambda$. Так как разлет частиц золя с поверхности проводника начинается, когда их размер еще значительно превосходит величину Λ , то в исчезновении электропроводности металла вблизи поверхности существенную роль может играть появление пара в расширявшихся зазорах между частицами. Разлет частиц золя из внутренних областей проводника задерживается присутствием внешних. За время задержки нагревание внутренних областей продолжается, и поэтому следует ожидать, что исчезновение проводимости в толще проводника должно осуществляться за счет уменьшения размера частиц золя до значения $L \sim \Lambda$. Таким образом, состояние проводника в области 4 неоднородно не только по длине (за счет деления на «шоперечные слои»), но и по радиусу. Этой неоднородностью по радиусу можно объяснить более крупный размер частиц ($L \sim 1000$ Å вместо 200 Å для основной массы частиц), появление которых обнаружено по расщеплению света в работе⁸² непосредственно в процессе взрыва в стадии 4. Рассеяние, по-видимому, происходило в наружных областях столба продуктов взрыва, так как его плотность в стадии 4 еще велика.

В рассматриваемой схеме взрыва нет существенного перегрева металла в том смысле, что его превращение в золь происходит за счет энергии, запасенной в металле до начала этого превращения. Другое дело более сильное нагревание за счет повышения давления. Такой эффект, соответствующий диаграмме состояния, демонстрируется опытами в капиллярах⁶⁴. Создавая высокое давление при помощи стеклянного капилляра, в металл, остающийся жидким и не теряющий металлическую проводимость, можно ввести после плавления на 70% больше энергии, чем при атмосферном давлении. Исчезновение проводимости металла начинается при этом только в момент разрушения капилляра. Иными словами, введенная энергия w^* , необходимая для начала взрыва металла, возрастает с ростом давления. С точки зрения представлений о золе этот эффект объясняется тем, что стенки капилляра ограничивают расширение жидкого металла и препятствуют возникновению в нем новых микроразрывов, т. е. предотвращают деление металла на микроскопические объемы размером $\sim \Lambda$.

Подобно стенкам капилляра, внешние области проволоки могут ограничивать расширение ее внутренних областей. Это происходит при достаточно большой плотности тока j или большом радиусе a , когда не соблюдается условие $a/u \ll t^*$ (гл. 2). Для сжатых таким образом областей проволоки,

находящихся ближе к ее оси, энергия начала взрыва металла w^* оказывается больше, чем для внешних областей. Вследствие этого переход от жидкого состояния (участок 3 на рис. 2, а) к состоянию резкого роста сопротивления проволоки в целом становится более плавным и смещается в сторону больших энергий ³⁷. Такой рост усредненной по объему энергии \bar{w}^* при возрастании плотности тока наблюдался еще в ^{7, 11, 15} и в связи с трудностями объяснения этого эффекта был назван «аномалией энергии». В ³⁷ рассмотрены другие причины влияния плотности тока на величину «энергии взрыва», связанного с различным в разных работах определением этого термина. Следует подчеркнуть, что для энергии начала взрыва металла w^* , в отличие от усредненной энергии \bar{w}^* начала взрыва проволоки большого диаметра, не обнаружено зависимости от плотности тока j . Этот результат свидетельствует против объяснения диспергирования металла, начинающегося при $w \approx w^*$, за счет энергии перегрева, накопление которой более вероятно при больших $dw/dt \sim j^2$.

Рассмотренные представления об электрическом взрыве ^{11, 19-21} отличаются от других объяснений этого явления тем, что исчезновение электропроводности проводника в целом связывается с исчезновением проводимости металла за счет появления в нем микронеоднородностей, характеризуемых условием $L \sim \Lambda$. Эти представления находятся в качественном согласии со всей совокупностью экспериментальных данных по обсуждаемому вопросу, включая результаты исследования продуктов взрыва. Состоянию этих продуктов в большинстве работ не уделяется должного внимания (например, в ⁴⁶ учитывается только, что проводник диспергирует и «исчезает»).

В заключение подытожим данные об особенностях разрушения проводников при различных режимах нагревания. В режиме «плавкого предохранителя» ($j \leq 5 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$, диаметр проволоки 0,1 мм) проводник не взрывается, а после плавления деформируется и распадается на макроскопические капли. В частности, тонкая проволока стягивается в цепочку капель под действием сил поверхностного напряжения ¹¹. Электропроводность макроскопических капель жидкого металла остается большой, поэтому цепочка может прерывать ток только за счет разрывов между каплями. В некоторых условиях проводник может изгибаться и разлетаться на капли за счет импульса, полученного при быстром расширении или под действием электромагнитных сил (рис. 4 в ¹¹).

Электрический взрыв происходит при больших плотностях тока ($j \geq 5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ для диаметра 0,1 мм), когда нагревание идет настолько быстро, что прежде, чем проводник успеет деформироваться, в металле выделяется энергия $w \geq w^*$, при которой он теряет проводимость и обращается в золь. Поскольку время, необходимое для деформации расплавившегося проводника, зависит от его диаметра, то от диаметра зависит плотность тока, обеспечивающего режим взрыва. В стадии исчезновения проводимости проводник становится неоднородным по радиусу. При этом по длине проводник разбивается на «поперечные слои» конденсированного металла и участки его малой плотности, на которых в результате уменьшения металлической проводимости возрастает падение напряжения и возникают разряды. Проводимость этих разрядов значительно больше проводимости «поперечных слоев» ³⁹. Поэтому электропроводность проводника в целом исчезает за счет исчезновения проводимости макроскопических «слоев» вследствие появления в них микроразрывов. Пока не проводилось экспериментальной проверки предположения ^{20, 39} о том, что взрывающийся проводник разделяется на «поперечные слои» под действием продольных упругих колебаний после того, как в жидком металле близи момента t^* исчезает часть металлических связей.

При промежуточных значениях плотности тока или при импульсах тока непостоянной силы возможна деформация проволоки и ее взрыв в местах образующихся сужений, причем остающиеся продукты содержат и мак-

роскопические капли и золь. По мере перехода к плотностям тока $j > 1 \cdot 10^7$ А/см² и диаметрам $2a > 0,1$ мм становятся все более заметными упоминавшиеся радиальные неоднородности, за счет которых может сильно увеличиться энергия взрыва проволоки в целом. Заметим, что в некоторых работах к энергии электрического взрыва причисляют энергию, поступившую от источника тока в продукты разрушения проволоки после возникновения в них разряда.

5. ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

а) Аномалии термоэлектронной эмиссии

Аномалии электронной эмиссии, возникающие при нагревании металла отдельными импульсами тока большой плотности ($j > 10^6$ А/см²), были обнаружены в ²⁴, ⁸³ и в дальнейшем исследовались в ¹⁵, ⁴⁷, ⁴⁸, ⁸⁴⁻⁸⁷. Эти аномалии проявляются в необычно большой величине эмиссии, а также в ее неравновесном характере. В экспериментах ²⁴ для неплавящегося вольфрамового эмиттера эмиссия превышала свое табличное значение при температуре плавления $T_{\text{п}}$ более чем в 100 раз, а для никелевого ¹⁵ — в ~ 50 раз. Неравновесность эффекта проявляется в том, что после резкого выключения нагревающего тока ток эмиссии сильно спадает за время, в течение которого остыванием эмиттера можно пренебречь. При этом за время $t \sim 5 \cdot 10^{-4}$ с эмиссия почти достигает равновесного значения, соответствующего данной температуре ⁸⁶. (Под температурой при исследовании аномальной эмиссии и теплоемкости подразумевается величина, получаемая по свечению и электросопротивлению металла путем тех же операций, которые производятся для определения температуры на ранних стадиях эксперимента или при более медленных процессах, когда нет оснований говорить о неравновесном состоянии.)

Рассматриваемые аномалии становятся заметны только при сильном накале эмиттера и нарастают по мере его дальнейшего нагревания до начала плавления. На ранней стадии импульсного нагревания (для вольфрама при $T < 2600$ К = $0,7T_{\text{п}}$) наблюдается нормальная эмиссия. Характер нарастания аномальной эмиссии (а также характер ее спадания после резкого прекращения нагревания) для исследованных металлов, в частности для вольфрама и никеля, одинаков, хотя их нормальная эмиссия при температуре плавления различается на восемь порядков. Многократное превышение максимального значения импульса тока аномальной эмиссии $I_a(t)$ над значением $I_a(t + \tau)$, к которому этот ток падает после прекращения нагревания, сохраняется при повторении импульсов накала $i(t)$, пока эмиттер не разрушится. Число импульсов, которое выдерживает эмиттер, тем меньше, чем ближе его максимальная температура к температуре плавления $T_{\text{п}}$. В ⁸⁶ иридиевые эмиттеры оставались целыми после сотни повторных импульсов, поднимающих температуру металла до $\sim 0,92T_{\text{п}}$ и дающих $I_a(t)/I_a(t + \tau) \approx 10$. При сохранении этого отношения величины как $I_a(t)$, так и $I_a(t + \tau)$ в начале серии уменьшались от импульса к импульсу, что согласно ⁸⁶ связано с очищением поверхностного слоя иридия. Эксперименты с вольфрамовыми эмиттерами обычно проводились при 10—30 повторных импульсах сильного накала после предварительного обезгаживания.

Заключение об аномалиях делается по импульсам анодного тока $I(t)$ в вакуумном диоде, катодом которого служит исследуемый проволочный эмиттер радиуса a и длины l . В этих экспериментах особое внимание уделяется требованию малости ионных токов $I_{\text{и}}(t)$, т. е. условию $I_{\text{и}}(t) \ll I(t)$, при соблюдении которого анодный ток $I(t)$ равен току эмиссии $I_a(t)$ или меньше него за счет объемного заряда электронов. Для иридиевых и никелевых эмиттеров $I(t) = I_a(t)$ даже при небольших анодных напряжениях. Поэтому среднее значение измеряемой эмиссии $j_a(t) = I(t)/2\pi al$ может

непосредственно сопоставляется с равновесной эмиссией \tilde{j}_e , соответствующей данной температуре эмиттера или соответствующей температуре его плавления $\tilde{j}_{e\pi}^n$. В случае вольфрама, когда $I(t) < I_e(t)$, т. е. $I(t)/2\pi l < j_e$, вывод относительно аномально большой величины j_e делается²⁴ на основании неравенства $I(t)/2\pi l \gg \tilde{j}_{e\pi}^n$.

Рис. 12 иллюстрирует отмеченные выше особенности тока аномальной эмиссии иридия. В момент t_b выключения импульса накала $i(t)$ (до начала плавления) быстрое нарастание тока $I_e(t)$ сменяется его падением, в течение которого ($\tau \sim 5 \cdot 10^{-4}$ с) фототок $\Phi(t)$, регистрирующий температуру эмиттера по его свечению, почти не меняется. Оценки подтверждают, что изменение температуры эмиттера за время τ на порядок меньше той

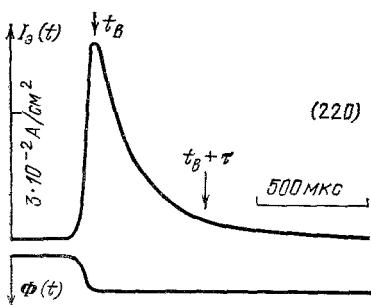


Рис. 12. Ток эмиссии $I_e(t) = 2\pi l j_e(t)$ и фототок $\Phi(t)$ для иридевого эмиттера⁸⁶. Импульс тока накала $i = \pi a^2 j(t)$ выключается до начала плавления ($t_b < t_{\pi}^n$). Диаметр эмиттера $2a = 0,01$ см, длина $l = 0,5$ см, $j = 8,2 \cdot 10^5$ А/см². На рис. 12, 14–16 в скобках указано, какой по счету импульс пропускается по данному эмиттеру.

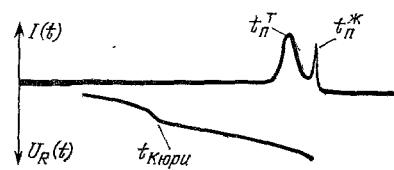


Рис. 13. Анодный ток $I(t)$, равный току эмиссии $I_e(t)$ (за исключением момента $t \approx t_{\pi}^n$) и напряжение $U_R(t) = R(t)i(t)$ для никелевого эмиттера¹⁵.

величины, которой по закону Ричардсона можно было бы объяснить наблюдаемое уменьшение тока эмиссии $I_e(t_b)/I_e(t_b + \tau) \approx 10$.

Рис. 13 демонстрирует на примере никелевого эмиттера, что аномалии анодного тока $I(t)$ обусловлены состоянием металла, а не ионизацией. При импульсе накала $i(t)$, продолжающемся до момента t_{π}^* окончания плавления эмиттера, ток I перед началом плавления возрастает до аномально большой величины. В момент начала плавления t_{π}^* он начинает падать, приближаясь к своему нормальному значению, хотя ток i при этом не изменяется и не изменяются все межэлектродные напряжения, т. е. анодный ток I падает, когда условия для ионизации и горения разряда не становятся менее благоприятными, а изменяется только состояние эмиттера — он перестает нагреваться и начинает плавиться. В этом эксперименте вследствие сравнительно малой плотности тока накала $j \approx 1 \cdot 10^5$ А/см² исключается зажигание разряда около эмиттера даже при его разрыве. Разрыв в момент $t \approx t_{\pi}^*$ прерывает ток i , причем вспыхивает только кратковременная искра, дающая пик на осциллограмме $I(t)$.

Отсутствие аномалий эмиссии на ранних стадиях импульсного нагревания эмиттера показывает, что аномалии не связаны с загрязнениями металла. В частности, это касается таких загрязнений, которые перед началом импульса (после окончания предыдущего импульса) могли бы осесть из вакуумного объема на поверхность эмиттера и снизить работу выхода электронов. Вопрос о загрязнении такого типа экспериментально исследован в⁸⁴.

Специфические трудности регистрации аномальной эмиссии связаны с большой плотностью нагревающего тока j и очень высокой температурой эмиттера $T \geq 0,9T_{\pi}$, которой соответствует равновесное давление паров металла $p \geq 1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.⁸⁸. В этих условиях повышенное напряжение вблизи эмиттера приводит к возникновению разряда. Разряд служит обиль-

ным источником электронов и поэтому препятствует измерению эмиссии металла. Прежде всего следует учитывать возможность зажигания разряда за счет падения напряжения вдоль эмиттера U_R , которое может быть большим. Например, в⁸⁹ для вольфрамового эмиттера длиной $l = 3$ см при $T \approx T_n$ и $j = 3,8 \cdot 10^7$ А/см² напряжение $U_R = 1,3 \cdot 10^4$ В. Обычно при исследовании эмиссии напряжение не превышало нескольких десятков или сотен вольт, для чего использовались короткие эмиттеры ($l = 1$ см — 0,015 см) и сравнительно малые плотности тока j , которые, однако, еще обеспечивали появление аномалий ($j \sim 5 \cdot 10^5$ А/см²). В некоторых случаях^{47, 48} измерения производились во время релаксации аномальной эмиссии после выключения нагревающего тока, когда $U_R = 0$. Помимо разряда вдоль эмиттера, при большом анодном напряжении U_a в диоде может появиться разряд между эмиттером и анодом. Напряжение U_a задается напряжением U_+ источника анодного питания. Если падение напряжения $U_R > U_+$, то необходимо учитывать различие U_a для разных участков эмиттера.

Регистрация эмиссии по анодному току $I(t)$ осложняется еще действием магнитного поля, создаваемого сильным током импульсного накала $i(t) = \pi a^2 j(t)$. Это поле не пропускает эмиттированные электроны на анод, если анодное напряжение U_a меньше критического значения U_k , которое для сильных токов i очень велико. (Для коаксиальной системы с анодом радиуса b и эмиттером радиуса a напряжение $U_k = 1,9 \cdot 10^{-2} i^2 [\lg(b/a)]^2$, где U_k — в вольтах, i — в амперах. Например, в⁸⁹ при плотности тока $j = 3,8 \cdot 10^7$ А/см² и диаметрах $2a = 0,01$ см, $2b = 0,1$ см значение $U_k = 1,7 \cdot 10^5$ В, а в⁴⁷ при $j = 6,9 \cdot 10^5$ А/см², $2a = 0,0077$ см, $2b = 1$ см — $U_k = 86$ В.)

Очень важно также, что исследование эмиссии вблизи точки плавления возможно только при повторных импульсах сильного накала $i(t)$. В стационарном режиме эмиттер не выдерживает прогревания, обеспечивающего необходимую очистку его поверхностного слоя, особенно вблизи мест крепления.

В противоположность результатам рассматриваемых экспериментов, в⁸⁹ сделан вывод, что аномальной эмиссии не существует. Эксперименты⁸⁹ проводились на вольфрамовых эмиттерах диаметром $2a = 0,01$ см, длиной $l = 3$ см при очень большой плотности тока $j = 3,8 \cdot 10^7$ А/см², для которой выше оценивались напряжения U_R и U_k . При таких значениях U_R и U_k в диоде возникает разряд, препятствующий измерению эмиссии по анодному току, причем до появления разряда анодный ток заперт магнитным полем. Кроме того, в⁸⁹ использовались импульсы $i(t)$ большой длительности, каждый из которых разрушал эмиттер. Поэтому его предварительное прокаливание в рабочем импульсном режиме исключалось. Таким образом, эксперименты⁸⁹ не дают информации об эмиссии и вывод об отсутствии ее аномалий не основан. Подробнее эти вопросы рассмотрены в⁸⁷.

б) Явления в диоде с вольфрамовым эмиттером

Поскольку равновесная эмиссия вольфрама при температуре плавления очень велика, $j_{\infty}^n = 480$ А/см², то при аномальной эмиссии, превышающей j_{∞}^n на два порядка²⁴, концентрация n электронов у поверхности эмиттера должна быть очень большой. При этом в диоде могут возникнуть явления, связанные с отклонением электронного газа от идеальности. В табл. III⁹¹ для нормальной и аномально большой эмиссии вольфрама приведены значения концентрации электронов n , параметра неидеальности α и отношения f/nkT , где f — часть давления, зависящая от расстояния между частицами и рассчитанная⁹⁰ как малая поправка к давлению электронного газа.

В²⁴ обнаружено, что при аномальной эмиссии вольфрамового эмиттера, анодный ток $I(t)$ в вакуумном диоде превышает значение I^* , соответствующее закону Ленгмюра об ограничении этого тока объемным зарядом элек-

Таблица III

\tilde{j}_ϑ	T, K	$n = \frac{\tilde{j}_\vartheta}{e} \sqrt{\frac{2\pi m}{kT}}, \text{ см}^{-3}$	$\alpha = \frac{e^2 n^{1/3}}{kT}$	$\frac{\pi^{1/2} \alpha^{3/2}}{3}$
0,01 \tilde{j}_ϑ^π	2840	$3,6 \cdot 10^{12}$	0,009	—
0,1 \tilde{j}_ϑ^π	3200	$3,4 \cdot 10^{13}$	0,017	—
\tilde{j}_ϑ^π	3655	$3,2 \cdot 10^{14}$	0,031	0,003
10 \tilde{j}_ϑ^π	То же	$3,2 \cdot 10^{15}$	0,067	0,010
100 \tilde{j}_ϑ^π	»	$3,2 \cdot 10^{16}$	0,145	0,033

Концентрация n оценивается без учета коэффициента отражения, для которого при $j_\vartheta \geq \tilde{j}_\vartheta^\pi$ нет данных.

tronov. По данным ⁸³ наблюдаемое превышение I над I^* не связано с нейтрализацией объемного заряда ионами, а обусловлено очень сильной эмиссией. На рис. 14, *a* ленгмюровское значение анодного тока I^* соответствует площадке, предшествующей аномальному нарастанию $I(t)$ до момента

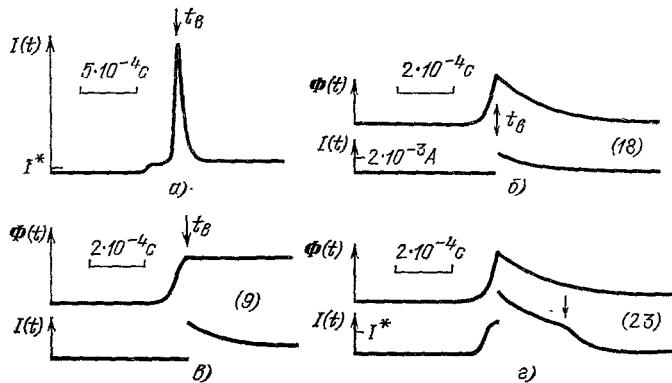


Рис. 14. Нарушение закона Ленгмюра для вольфрамового эмиттера.

$I(t)$ — анодный ток, $\Phi(t)$ — фототок. *a*) По ⁸³; напряжение источника анодного питания $U_+ = 200$ В, анод плоский, $2a = 0,01$ см, $l = 0,5$ см, средняя $\bar{j} = 5,5 \cdot 10^6$ А/см². *b* — *e*) По ⁴⁷; анод полусфириндр радиуса 0,5 см, $2a = 0,0077$ см, $\bar{j} = 6,9 \cdot 10^6$ А/см²; *b*) $l = 0,015$ см, $U_+ = 0$; *c*) $l = 0,55$ см, $U_+ = 0$; *d*) $l = 0,015$ см, $U_+ = U_a = 400$ В.

t_B окончания нагревающего импульса $i(t)$. После этого аномалии анодного тока исчезают за время, в течение которого остывание эмиттера не может обеспечить многократное падение нормальной эмиссии.

Рис. 14, *c* иллюстрирует случай нулевого напряжения источника анодного питания $U_+ = 0$, при котором анодное напряжение U_a близко к нулю. При этом анодный ток I заперт магнитным полем тока накала i ($U_a \ll U_k$) и появляется скачком только в момент t_B его выключения. Рис. 14, *b* получен в тех же условиях при несколько большем t_B , но после уменьшения длины эмиттера от $l = 0,5$ см до $l = 0,015$ см и увеличения чувствительности регистрации тока I . Для столь короткого эмиттера существенно остывание путем теплопроводности в концы. В обоих случаях (рис. 14, *b* и 14, *c*) падение аномального анодного тока ($I(t_B) \gg I^*$) имеет одинаковый характер, хотя температура длинного эмиттера почти не меняется, а короткого падает, как это видно по фототоку $\Phi(t)$. Таким образом, аномально большой анодный ток I наблюдается и в случае очень короткого эмиттера, падение напря-

жения вдоль которого U_R в течение всего эксперимента не превышает 1,2 В, что в 6 с лишним раз меньше потенциала ионизации пара вольфрама. При этом мало также анодное напряжение $U_a \leq U_R$. В таких условиях аномалии анодного тока нельзя объяснить ионизацией.

При анодном напряжении $U_a > U_R$ в опытах с очень коротким эмиттером благодаря его быстрому остыванию можно зарегистрировать изгиб кривой $I(t)$, соответствующий значению $I = I^*$ не только во время нарастания, но и во время убывания эмиссии (стрелка на рис. 14, г). В ⁹¹ причина нарушения закона Ленгмюра усматривается в том, что вие металла в области тормозящего поля между поверхностью эмиттера и поверхностью минимума потенциала электронный газ отклоняется от идеальности. Строго этот сложный вопрос не решен.

В диоде с вольфрамовым эмиттером при максимальном значении аномальной эмиссии наблюдается еще один эффект: перед началом плавления металла ($t = t_{\pi}^T$) аномальный анодный ток I проходит через «запирающее»

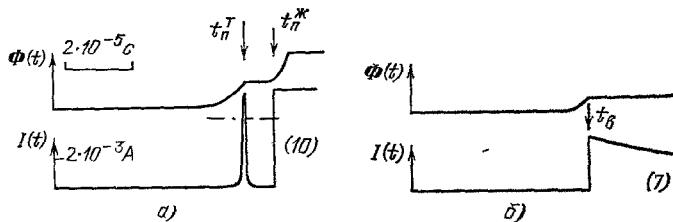


Рис. 15. Импульс анодного тока $I(t)$ и свечение $\Phi(t)$ вольфрамового эмиттера в «запирающем» ($U_a < U_R$) магнитном поле (а) и тот же эмиттер при предшествующем импульсе накала $i(t)$ меньшей длительности (б).

$j = 2,1 \cdot 10^{10} A/cm^2$, $2a = 0,0077$ см, $l = 0,26$ см, анод — полуцилиндр радиуса 0,5 см, $U_+ = 0$. Штриховые прямые на рис. 15 и 16 — границы линейной регистрации тока $I(t)$ ⁴⁸.

($U_a < U_R$) магнитное поле. Этот эффект не удается объяснить взаимодействием электронов с парами металла или выделяющимися из него газами, так как импульс I резко спадает после момента t_{π}^T , когда концентрация паров и выделяющихся газов не уменьшается, но резко падает аномальная эмиссия. Импульс анодного тока I , появляющийся во время протекания тока i в условиях $U_a \ll U_R$, виден на рис. 15, а при $t \approx t_{\pi}^T$; далее, в момент $t \approx t_{\pi}^{*}$ зажигается разряд. Запирание тока I магнитным полем в случае меньших температур демонстрируется рис. 15, б, показывающим, что ток I возникает только после выключения тока i в момент $t_b < t_{\pi}^T$.

Появление анодного тока в присутствии «запирающего» магнитного поля возможно в том случае, если за счет большой концентрации происходит взаимодействие между эмиттированными электронами, нарушающее их движение по ларморовским орбитам. Для этого должно выполняться условие $\Lambda_{ee} \ll a_L$ где a_L — ларморовский радиус траектории электрона в магнитном поле тока i , Λ_{ee} — длина пробега для межэлектронных столкновений, связанная через их концентрацию n с плотностью тока эмиссии j_e . Для эксперимента, к которому относится рис. 15, б, оценка величины j_e , необходимой для соблюдения равенства $\Lambda_{ee} = a_L$ у поверхности эмиттера, дает $j_e \approx \approx 10^3 A/cm^2$ ⁴⁸, т. е. примерно удвоенное значение эмиссии вольфрама при температуре плавления j_e^{π} . Следовательно, при аномальной эмиссии вольфрама, когда j_e достигает $10j_e^{\pi} - 100j_e^{\pi}$, условие $\Lambda_{ee} \ll a_L$ должно выполняться. (В рассматриваемом случае радиус a_L вблизи поверхности эмиттера в ~ 10 раз меньше его радиуса a . В пространстве между электродами концентрация электронов зависит не только от анодного напряжения, магнитного поля и объемного заряда самих электронов, но и от их взаимодействия с металлическим паром, а также с выделяющимися из эмиттера газом.)

Взаимодействие электронов с паром (и аналогично с газом), плотность которого нарастает по мере нагревания металла вместе с ростом аномальной эмиссии, проявляется при определенных условиях в уменьшении анодного тока I вблизи начала плавления⁴⁸ (рис. 16, *a*). При этом ток I уменьшается ниже ленгмюровского значения I^* вместо того, чтобы увеличиваться, как это происходит при аномальной эмиссии в случае несколько меньшего тока i или большего анодного напряжения U_a . Ток I связано с действием магнитного поля тока i , уменьшающего коэффициент диффузии электронов через пар:

$$D_m = \frac{D_0}{1 + (\Lambda_{ea}/a_{ll})^2},$$

где D_0 — коэффициент диффузии при отсутствии магнитного поля, Λ_{ea} — длина пробега электрона при столкновении с атомами пара. В момент t_b выключения тока i , когда магнитное поле исчезает, коэффициент диффузии увеличивается от D_m до D_0 и анодный ток скачком принимает значение $I > I^*$. При $U_a > U_k$ такие скачки видны на рис. 16, *a* и 14, *г*. Если же ток i не выключается (рис. 16, *б*), то падение анодного тока I продолжается, но затем сменяется его резким кратковременным увеличением до момента t_n^T , соответствующего максимуму аномальной эмиссии. Это пикообразное увеличение потока электронов на анод при малом значении коэффициента диффузии D_m естественно объяснить резкими изменениями градиента концентрации электронов вследствие очень быстрого нарастания и падения аномальной эмиссии перед и после момента t_n^T . Заметим, что в экспериментах с $U_a < U_k$ (рис. 15, *а*) анодный ток при $t \approx t_n^T$ появляется, несмотря на совместное действие металлического пара и «запирающего» магнитного поля. Рассматриваемые изменения анодного тока $I(t)$ вблизи момента t_n^T при неизменном токе не связаны с возникновением разряда. Разряд зажигается только на более поздней стадии эксперимента при $t \approx t_n^{**}$ и приводит к возрастанию анодного тока, который уже не уменьшается, пока ток i не выключен (рис. 15, *а* и 16, *б*).

Итак, металлический пар, равновесное давление которого для вольфрама при $T = T_n$ составляет $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.⁸⁸, может действовать двояко. При малых напряжениях U_a или U_R , недостаточных для ионизации пара, в случае малых D_m происходит ослабление электронных токов. При больших U_a или U_R возможна ионизация пара. Тогда токи, обусловленные первоначально только электронами эмиссии, усиливаются и поджигают разряд, который не гаснет, если не произойдет сильного уменьшения напряжений U_R или U_a .

в) Термоавтоэлектронная эмиссия

В^{48, 85, 86} предполагалось, что возникновение аномально большой термоэлектронной эмиссии связано с уменьшением работы выхода электронов из металла в условиях его нагревания током большой плотности. В этом случае не только термоэлектронная, но и автоэлектронная эмиссия (если в толще автоэмиттера создается большая плотность тока) также должна быть аномально большой, поскольку автоэмиссия сильно возрастает при уменьшении

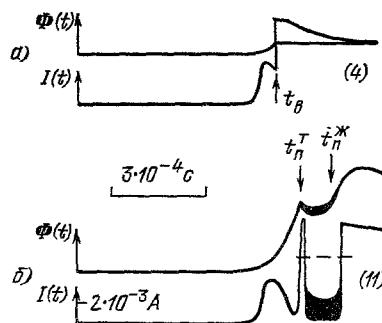


Рис. 16. Ослабление анодного тока $I(t)$ паром W в магнитном поле при $U_a > U_k$.

а) Выключение тока накала $i(t)$ до начала плавления ($t_b < t_n^T$); *б)* тот же эмиттер при $t_b > t_n^T$ ⁴⁸ $i = 6,2 \times 10^6$ А/см²; $2a = 0,0077$ см, $l = 0,34$ см, $U_+ = 100$ В, анод — полуцилиндр радиуса 0,5 см.

работы выхода ϕ :

$$j \approx \frac{e^3 E^2}{16\pi^2 \hbar \varphi} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m}}{3\hbar} \frac{\varphi^{3/2}}{eE} \theta \left(\frac{\sqrt{e^3 E}}{\varphi} \right) \right];$$

здесь e , m — заряд и масса электрона, \hbar — постоянная Планка, E — напряженность электрического поля, $\theta(y)$ — функция Нордгейма *).

Аномально большой электронный ток с остряя автоэмиттера был впервые обнаружен в ⁹² при микросекундных импульсах повышенного анодного напряжения. В ⁹²⁻⁹⁵ выяснилось, что вследствие нагревания остряя самим током автоэлектронной эмиссии она переходит в термоавтоэлектронную эмиссию, которая лавинообразно нарастает по мере дальнейшего нагревания остряя до плавления. При сопоставлении данных по эмиссии остряя при микросекундных импульсах и данных по аномальной термоэлектронной эмиссии проволок в ⁸⁵ отмечены общие особенности анодного тока $I(t)$ в тех и других экспериментах. В обоих случаях перед началом плавления эмиттера происходит резкое и сильное увеличение тока эмиссии и его переход в вакуумную дугу (в случае большого анодного напряжения). Для остряя резкому увеличению тока автоэлектронной эмиссии предпосыпает область его постоянства или даже падения ⁹⁶. Аналогичное падение тока $I(t)$ наблюдается при аномальной эмиссии, для которой это падение может быть сильным (см. рис. 16, б) или слабым в зависимости от величины анодного напряжения U_a .

Согласно ⁹⁷, рассматриваемое резкое нарастание анодного тока с остряя нельзя объяснить продолжением начавшегося ранее нарастания термоавтоэлектронной эмиссии. В ⁹⁶, ⁹⁷ сделано предположение, что резкий рост тока I «связан с процессами, аналогичными взрыву тонких проволок...». Выделение плотной плазмы при взрыве позволяет однозначно решить проблему образования среды в вакуумном промежутке». Развитие этих соображений привело к представлению о взрывной эмиссии ³³⁻³⁵, относящемуся не столько к металлу, сколько к его взаимодействию с плазмой по схеме, сформулированной в ⁹⁸: «Взрыв кончика эмиттера... приводит к резкому увеличению проводимости промежутка за счет чисто электронной компоненты тока. Электронный ток создается в результате взаимодействия плотной высокопотенциализованной плазмы с поверхностью разрушающего катода. Электроны эмиттируются с переднего фронта плазмы и замещаются поступающими за счет туннельного эффекта с поверхности катода. Сильное поле вблизи поверхности катода создается положительным пространственным зарядом поляризованный плазмы».

Такая схема не позволяет отождествить явления взрывной эмиссии и аномальной эмиссии. Последняя может многократно наблюдаться для одного и того же проволочного эмиттера до начала его плавления и, несомненно, не связана со взрывом металла. Приведенная схема взрывной эмиссии ⁹⁸ не согласуется с результатами исследования взрыва проводников, в частности, в следующем пункте. По экспериментальным данным введенная удельная энергия w^* , при которой начинается взрыв металла, более чем в 3 раза (в случае вольфрама) превышает соответствующую энергию, необходимую для начала плавления. С другой стороны, известно ⁹²⁻⁹⁵, что при микросекундных импульсах для появления резкого нарастания электронного тока и оплавления остряя требуется незначительное увеличение введенной в него энергии по сравнению с исходным значением энергии, при которой остряе еще не оплавляется. Для перехода между этими режимами требуется изменение анодного напряжения всего на 1%. Таким образом, резкий рост тока с остряя и вакуумная дуга при микросекундных импульсах появляются не при взрыве металла, а перед или в момент начала его плавления, точно так

*). Для обычно используемых полей E функция $\theta(y)$ слабо меняется в зависимости от величины $y = \sqrt{e^3 E / \varphi}$ ⁹⁵.

же, как и в случае проволок при больших анодных напряжениях U_a или больших напряжениях вдоль проволоки U_R .

В условиях более быстрого нагревания аномальная эмиссия проволоки не исследовалась, в отличие от автоэлектронной эмиссии острия и связанных с ней явлений, для которых, в частности, в ³³ получен обширный материал при более кратковременных импульсах. Эти явления подробно рассмотрены в обзорах ³⁴, ³⁵. Отметим еще вопросы, одинаково касающиеся микросекундных и наносекундных процессов. Неясно, как согласовать представление о взрывной эмиссии с тем фактом, что при электрическом взрыве металл теряет проводимость. Исчезновением проводимости объясняется известное явление «пауза тока», т. е. временное исчезновение, но не увеличение тока через взрывающийся металл. В схеме взрывной эмиссии ³³, ⁹⁸ резкое возрастание тока с острия за счет появления облака продуктов взрыва должно было бы начинаться при значении этого тока, соответствующему жидкому предвзрывному, а не твердому состоянию металла. В предвзрывном состоянии температура в ~ 3 раза превышает температуру плавления металла, и он находится в стадии начала исчезновения металлической проводимости. Экспериментальных данных об эмиссионных свойствах металла в таком состоянии не имеется. Кроме того, вне металла эмиссионный ток должен был бы проходить через металлический пар. Равновесное давление этого пара превышает атмосферное давление, поскольку температура металла перед взрывом превышает его нормальную температуру кипения. По этим причинам вряд ли можно сделать надежные оценки величины автоэмиссионного тока с острия как непосредственно перед, так и после его взрыва. Отмеченные здесь трудности сохраняются и при объяснении большого значения электронного тока при взрывной эмиссии за счет повышения температуры эмиттера до десятков тысяч градусов ⁹⁹, ¹⁰⁰.

Если считать, что аномалии термоэлектронной эмиссии, появляющиеся при сильном накале проволок током большой плотности, обусловлены падением работы выхода электронов из металла φ , то явления, наблюдаемые при импульсах тока повышенной плотности в остриях термоавтоэлектронных эмиттеров, представляются в следующем виде. Когда металл нагреется почти до плавления, скорость нарастания термоавтоэлектронной эмиссии должна сильно увеличиться за счет появления нового фактора ⁸⁵ — уменьшения работы выхода φ . При этом в кончике острия сильно увеличивается плотность тока j и скорость выделения энергии dw/dt . Соответственно сократится ($\sim 1/j^2$) длительность плавления и нагревания жидкого металла до взрыва, т. е. моменты начала плавления t_p^T и начала взрыва t^* окажутся близкими и трудно различимыми при длительности всего опыта 10^{-7} — 10^{-8} с (отношение $(t^* - t_p^T)/t_p^T$ еще уменьшится, если ток в острие возрастет вследствие зажигания разряда). В такой схеме, в противоположность схеме взрывной эмиссии ³³, ⁹⁸, взрыв металла происходит после, а не до начала резкого роста тока с острия.

О причинах аномалий эмиссии

В соответствии с упомянутой во Введении гипотезой о неравновесных дефектах ⁴⁸, ⁸⁵, ⁸⁶ решетки металла можно представить себе следующий простейший механизм уменьшения работы выхода электронов вблизи точки плавления. Равновесная концентрация вакансий в металле, которая сильно возрастает с ростом температуры *), не успевает установиться во время быстрого импульсного нагревания. Это связано с тем, что основная масса вакансий зарождается на поверхности металла, а также на других границах монокристаллических зерен и сравнительно медленно диффундирует в его

*) По существующим оценкам, число вакансий вблизи точки плавления металла не превышает десятых долей процента от числа атомов. На основании экспериментальных данных ¹⁰¹ в случаевольфрама для него получено значение $\sim 3\%$.

толщу (механизм Шоттки). Пока диффузия не завершилась, в объеме кристалла вследствие недостатка вакансий должна появиться избыточная (по сравнению с равновесной) концентрация междуузельных атомов, поскольку уменьшается аннигиляция этих атомов с вакансиями. Междуузельные атомы могут возникать в более быстром процессе путем их выхода из узлов решетки, т. е. с одновременным появлением вакансий (дефект Френкеля). Предполагается, что избыточная концентрация междуузельных атомов создает деформацию решетки, вследствие которой изменяется состояние электронов в металле (повышается уровень Ферми). В результате этого уменьшается работа выхода электронов и, соответственно, увеличивается эмиссия. Переход эмиссии к равновесному значению можно приписать установлению равновесной концентрации дефектов в поверхностном слое металла. Оценки для этих процессов затруднены⁸⁶ отсутствием достоверных данных о характеристиках дефектов вблизи точки плавления. Возможно, что помимо френкелевских дефектов следует учитывать упоминавшиеся в¹⁰² парные дефекты того же типа, но с меньшим временем жизни и меньшей энергией образования.

В⁸⁶ на примере иридия обнаружена регулярная зависимость амплитуды ($n + 1$)-го импульса I_{n+1} аномальной эмиссии от амплитуды предыдущего импульса накала i_n . С точки зрения гипотезы о неравновесной концентрации дефектов эту зависимость естественно объяснить закалкой, в результате которой в охлаждившемся металле остаются «замороженные» вакансии. Концентрация этих вакансий тем выше, чем сильнее было предшествующее нагревание. «Замороженные» вакансии снижают аномальную эмиссию, поглощая междуузельные атомы, которые возникают в процессе быстрого нагревания эмиттера при следующем импульсе i_{n+1} . Таким образом, после «слабого» импульса накала i в охлаждившемся металле остается меньше «замороженных» вакансий, поэтому при следующем импульсе i_{n+1} достигается более высокая концентрация междуузельных атомов и, соответственно, более высокая амплитуда аномальной эмиссии I_{n+1} , чем после сильного предыдущего импульса накала.

В⁸⁶ исследовалась также зависимость аномальной и нормальной электронной эмиссии иридия от объемных загрязнений (примесей), концентрация которых уменьшается по мере прокаливания эмиттера. Наблюдаемые при этом эффекты можно качественно описать на основе предположения, что атомы таких примесей увеличивают эмиссию иридия в основном так же, как его собственные междуузельные атомы. Истинная картина уменьшения работы выхода φ , очевидно, может быть значительно сложнее рассмотренной выше примитивной схемы. Решающая роль может принадлежать не непосредственно междуузельным атомам, вакансиям и атомам примеси, а комплексам этих простейших дефектов.

Исходя из закона Ричардсона

$$j_e \sim T^2 \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right),$$

аномалии эмиссии можно приписать как снижению работы выхода φ , так и повышению температуры T за счет перегрева электронного газа (перегрева металла в целом не заметно по величине его сопротивления R). Предположение о перегреве электронного газа стало казаться нереальным после того, как выяснилось, что время релаксации аномалий эмиссии очень велико ($\tau \sim 1 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-4}$ с).

Следует отметить, что по аналогии с эмиссией торированного вольфрама, хорошо изученной в стационарном режиме, аномальную эмиссию можно попытаться объяснить появлением на поверхности эмиттера мономолекулярной пленки примесей даже при их малой концентрации в объеме. Такая пленка могла бы образоваться вследствие диффузии примеси из толщи эмиттера во время его остывания после предыдущего импульса (толстая пленка

в случае торированного вольфрама не образуется, так как атомы тория легче испаряются с толстого слоя тория, чем с вольфрама). Спадание эмиссии от значения $I(t_b)$ к $I(t_b + \tau)$ после момента t_b выключения нагревающего тока i (см. рис. 12) могло бы быть следствием испарения этой пленки при высокой температуре $T(t_b)$, достигнутой к моменту t_b (при высокой температуре испарение пленки может происходить интенсивнее, чем ее возникновение за счет диффузии).

Однако предположение о такой пленке не согласуется с результатами рассматриваемых импульсных экспериментов, в чем легче всего убедиться в случае вольфрама, так как вольфрам очень хорошо очищается прокаливанием. Отсутствие пленки, сильно увеличивающей эмиссию вольфрамового эмиттера, контролировалось в уже упоминавшейся работе⁸⁴. В⁸⁴ выяснено, что при импульсном нагревании сначала (пока $T < 2600$ К $\approx 0,7T_{\text{п}}$) эмиссия не отличается от соответствующего значения, полученного в стационарном режиме, и что ее аномальное возрастание начинается только при более сильном импульсном накале. Но за время нагревания эмиттера от $T = 0,7T_{\text{п}}$ до температуры $T(t_b)$ появление пленки представляется нереальным: в опытах⁸⁴ это время $\leq 10^{-5}$ с и, кроме того, при $T = T(t_b)$ предполагаемая пленка должна была бы уже не образовываться, а испаряться, так как эмиссия при температуре $T(t_b)$ после момента t_b падает. При этом температура $T(t_b)$ могла варьироваться.

Перечислим главные экспериментальные результаты, на которых основано представление об аномальной эмиссии: 1) необычно большая электронная эмиссия и ее спадание к равновесному значению при практически неизменной температуре эмиттера (W, Ir, Ni); 2) влияние «закалки» эмиттера на величину аномально большой эмиссии (Ir); 3) нарушение «закона 3/2» Ленгмюра для вакуумного диода с вольфрамовым эмиттером, для которого аномальная эмиссия особенно велика; 4) прохождение тока аномальной эмиссии вольфрама при ее максимальном значении через «запирающее» магнитное поле; 5) резкое увеличение скорости нарастания тока импульсной термоавтоэлектронной эмиссии и зажигание вакуумной дуги перед началом плавления автоэлектронного эмиттера.

6. ТЕПЛОЕМКОСТЬ

Теплоемкость тугоплавких металлов в режиме быстрого нагревания электрическим током исследовалась в^{25, 49, 103, 104} при давлении, близком к атмосферному. В этих работах вводимое тепло измерялось по закону Джоуля методом, описанным в гл. 3. Температура T определялась двумя способами. Один из них основан на измерении сопротивления исследуемых проводников R и использовании обычной зависимости R от T , отклонений от которой в рассматриваемых условиях нагревания не наблюдается. Моменту $t_{\text{п}}^{\text{T}}$ начала плавления проводника, фиксируемого по излому осциллограммы $U_R(t) = i(t)R(t)$ (см. рис. 2, a), приписывалась табличная температура плавления данного металла. По отношению к этой точке излома на тех же осциллограммах $U_R(t)$ и $U_r(t)$ измерялись значения сопротивления и поступающего джоулева тепла для различных моментов $t < t_{\text{п}}^{\text{T}}$. Такая методика применялась только для твердого состояния, так как для жидких тугоплавких металлов температурная зависимость сопротивления не исследована. Другой способ определения температуры, пригодный как для твердого, так и для жидкого состояния, основан на использовании закона Планка для спектральной яркости теплового излучения черного тела $b_{\lambda}[T]$. Световое излучение проводника, нарастающее по мере роста температуры $T(t)$, регистрировалось с помощью фотоэлектрического приемника и интерференционного светофильтра в виде осциллограмм фототока $\Phi(t) = K\varepsilon_{\lambda}[T(t)]b_{\lambda}[T(t)]$. Здесь K характеризует экспериментальную установку, $\varepsilon_{\lambda}[T]$ — степень черноты излучателя.

В первых экспериментах²⁵ при исследовании теплоемкости вблизи точки плавления принималось, что в узком температурном интервале ΔT для твердого состояния степень черноты поверхности металла ε_λ остается такой же, как в момент t_n^T начала плавления, а для жидкого состояния ε_λ остается такой же, как и в момент t_n^{jk} окончания плавления. Для таких интервалов ΔT в твердом состоянии $b_\lambda [T(t)] = b_\lambda [T_n] \Phi(t)/\Phi(t_n^T)$ и в жидком состоянии $b_\lambda [T(t)] = b_\lambda [T_n] \Phi(t)/\Phi(t_n^{jk})$. При определении $b_\lambda [T(t)]$ величины $\Phi(t)/\Phi(t_n^T)$ и $\Phi(t)/\Phi(t_n^{jk})$ измерялись по осциллограммам $\Phi(t)$ с учетом их изломов в моменты t_n^T и t_n^{jk} . Для T_n принималась табличная температура плавления металла. По этим данным с помощью обычных таблиц для $b_\lambda [T]$ определялись значения $T(t)$ для разных моментов t . Джоулево тепло измерялось по осциллограммам $U_R(t)$ и $U_r(t)$. По мере удаления от точки плавления в сторону как высоких, так и низких температур точность рассматриваемого оптического метода уменьшается.

В работах^{103, 104} температурная область применимости такого метода была сильно расширена за счет того, что вместо проволок исследовались полоски фольги, свернутые в виде трубчатой модели черного тела ($\varepsilon = 1$). Один конец трубочки сжимался, а излучение выводилось из ее полости через

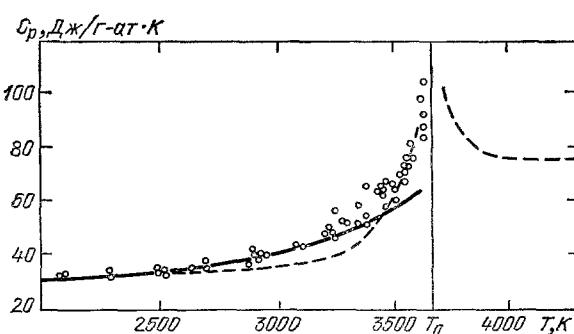


Рис. 17. Результаты измерения теплоемкости вольфрама^{25, 49}.

рез дру́гой конец с помощью цилиндрического световода с зачерненной боковой поверхностью. Модель использовалась до момента t' , пока падение напряжения на ней $U_R(t)$ совпадало с падением напряжения на проволоке из того же материала, той же длины и при той же плотности нагревающего тока. До момента t' модель успевала нагреваться в опытах¹⁰³ до ~ 4000 К и в опытах¹⁰⁴ до ~ 5000 К. Расхождение кривых $U_R(t)$ при $t > t'$, по-видимому, обусловлено развитием имевшейся первоначально шероховатости на поверхности фольги. При этом импульсные рентгеновские снимки показывают, что до момента t' и далее до начала взрыва металла заметной деформации модели в целом не происходит.

Результаты экспериментов сводятся к следующему. При нагревании током большой плотности в той же области твердого состояния, в которой наблюдаются аномалии электронной эмиссии, наблюдается также повышенная теплоемкость. Вблизи точки плавления для исследованных металлов (W, Ta, Mo, Nb) она превышает соответствующее равновесное значение на десятки процентов, что выходит за пределы возможной ошибки измерения. На предшествующих стадиях нагревания, т. е. при более низких температурах, аномалии теплоемкости не возникают. В области жидкого состояния около точки плавления значение теплоемкости близко к ее значению непосредственно перед началом плавления; далее теплоемкость уменьшается. Характер аномального хода кривой теплоемкости $C_p(T)$ вблизи точки плавления в твердом и в жидком состояниях сохраняется при изменении скорости нагревания в ~ 150 раз, т. е. при изменении плотности тока в пределах $j \approx 8 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^7$ А/см²^{25, 104}. (Дальнейшее снижение скорости нагревания требует учета тепловых потерь.)

Для иллюстрации приведенных результатов на рис. 17 кружками отмечены экспериментальные точки, найденные⁴⁹ для теплоемкости вольфрама в импульсном режиме нагревания ($j \approx 5 \cdot 10^6$ А/см²) при измерении темпе-

ратуры по зависимости R от T . При $T \geq 3300$ К эти точки лежат выше сплошной кривой, полученной при медленном процессе в 101 . (По данным других авторов, в частности 105 , кривая $C_p(T)$ вольфрама при медленном процессе вблизи T_n проходит несколько ниже сплошной кривой.) Для $T \geq 3500$ К повышенное значение теплоемкости при быстром процессе иллюстрируется также экспериментами 25 , в которых температура измерялась по свечению поверхности исследуемых проволок. Результаты такого измерения для твердого и жидкого состояний показаны штриховой линией. При удалении от точки плавления в сторону высоких или низких температур эта линия уже не отражает истинный ход кривой $C_p(T)$ вследствие изменения степени черноты ε (T) поверхности проволоки.

Для тантала в твердом состоянии превышение теплоемкости при быстром нагревании над соответствующими данными для медленного процесса

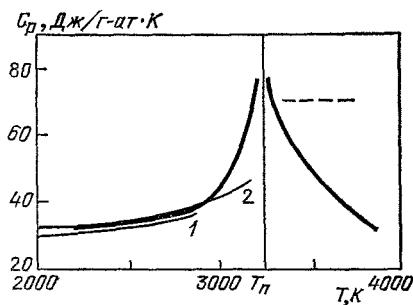


Рис. 18. Результаты измерения теплоемкости тантала 103 .

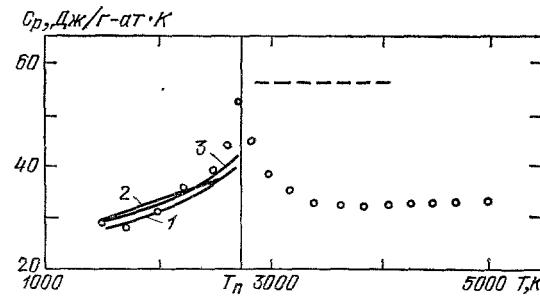


Рис. 19. Результаты измерения теплоемкости ниобия 104 .

показано на рис. 18. При быстром процессе (толстая линия) теплоемкость как для твердого, так и для жидкого состояния измерена в 103 с помощью модели черного тела при $j \approx 5 \cdot 10^6$ А/см². Для медленного процесса использованы данные 101 , 106 , нанесенные тонкими линиями 1 и 2 соответственно. Штриховой линией отмечен уровень теплоемкости жидкого тантала, найденный в 66 в условиях быстрого импульсного нагревания под давлением $1 \cdot 10^3$ атм при определении температуры по свечению поверхности проволоки. Эти результаты для далекой жидкой области значительно выше результатов измерения на модели черного тела.

Теплоемкость ниобия при быстром процессе измерялась в 104 , причем в твердом состоянии температура определялась по зависимости R от T при сравнительно небольшой плотности тока $j = 7 \cdot 10^5$ А/см². Жидкое состояние исследовалось на модели черного тела при $j = 5 \cdot 10^6$ А/см². Результаты этих импульсных экспериментов изображены на рис. 19 кружками. Сплошные линии 1—3 — данные для медленного процесса 101 , 107 , 108 соответственно. Штриховой линией показаны результаты измерения C_p в 66 при давлении $2 \cdot 10^3$ атм в быстром импульсном режиме, причем температура определялась по свечению поверхности проволоки. Из рис. 18, 19 видно, что для ниобия, как и для тантала, в далекой области жидкого состояния результаты измерения теплоемкости с использованием свечения поверхности проволоки завышены по сравнению с данными, полученными для модели черного тела. Это завышение, как уже отмечалось, естественно объяснить изменением степени черноты поверхности металла ε .

Для вольфрама измерение температуры по свечению поверхности в 25 также дает при $T \geq 4000$ К неестественно большое значение теплоемкости (рис. 17), причем эксперимент проводился при атмосферном давлении. Заметим, что при однократном импульсном нагревании изменение ε может быть связано не только с возрастанием температуры металла, но и с испарением загрязнений его поверхности.

Обсуждение полученных данных по теплоемкости жидкокипящих металлов ограничено отсутствием соответствующих данных для стационарного режима. Причины аномалий теплоемкости металла в твердом состоянии, возникающих при быстром процессе, окончательно не выяснены, так же как и механизм аномальной эмиссии. С точки зрения гипотезы о неравновесных дефектах в металле можно высказать следующие соображения. Как известно, при медленном нагревании металлов в твердом состоянии по мере приближения к температуре плавления наблюдается увеличение теплоемкости, которое естественно объясняет затратой энергии на образование термических дефектов решетки¹⁰¹. Поэтому можно ожидать, что неравновесный характер дефектов проявится в особенностях теплоемкости, и притом как раз вблизи точки плавления, где эти особенности фактически наблюдаются. Предположение об общей физической природе аномалий теплоемкости и электронной эмиссии находится в согласии с тем фактом, что в обоих случаях аномалии появляются при одном и том же состоянии металла и при одних и тех же условиях его нагревания. Теплоемкость легкоплавких металлов при быстром нагревании электрическим током ($j \geq 10^6$ А/см²) не исследовалась.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Приведенные выше материалы показывают, что в импульсных экспериментах с токами большой плотности можно получать информацию о свойствах металла, существенно новую по сравнению с той, которую дают стационарные методики^{109, 110}. Такая информация требуется в первую очередь для металлов в области высоких температур, недоступной для стационарных методов. Однако при использовании импульсной методики возникает вопрос, дает ли она равновесные значения измеряемых величин. Этот важный вопрос выясняется в контрольных экспериментах для случаев, в которых возможно непосредственное сопоставление данных, полученных в импульсном и стационарном режимах, т. е. для случаев более низких температур или менее тугоплавких металлов. Здесь следует учитывать тот факт, что рассматриваемая импульсная методика (в отличие от стационарной) одинаково пригодна для металлов с любой температурой плавления.

Контрольные эксперименты показали, что для ряда величин (в частности, для теплот плавления, электро проводности в твердом и жидкокипящем состояниях в точке плавления, для теплового расширения в начале области жидкого состояния) результаты импульсных и стационарных измерений практически совпадают. Следовательно, в пределах точности экспериментов импульсная методика позволяет получать равновесные значения измеряемых величин. Убедительным примером является измерение теплоты плавления Nb, для которой в быстром ($\sim 10^{-5}$ с) импульсном процессе¹¹¹ было получено 297 Дж/г, в медленном ($\sim 10^{-1}$ с) импульсном процессе¹¹² — 290 Дж/г, методом магнитной левитации⁵⁵ — 297 Дж/г. Расчетное значение теплоты плавления Nb, существовавшее до проведения этих экспериментов, — 355 Дж/г¹¹³. Неравновесные явления — аномалии эмиссии и теплоемкости — были обнаружены при импульсных экспериментах только в сравнительно узкой температурной области вблизи точки плавления металлов.

Жидкое состояние металла при больших значениях введенной в него энергии исследовалось только в импульсном режиме. Поэтому сопоставления результатов импульсных и стационарных измерений для этих состояний провести пока невозможно.

В большинстве работ по исследованию свойств металлов в режиме быстрого импульсного нагревания результаты приводятся как функции от введенной в металл энергии. Для решения сложной задачи измерения высоких температур в этих условиях отметим использование разрушающейся модели черного тела, которую представляет собой исследуемый («взрывающийся») металлический образец (гл. 6). Такая модель чрезвычайно полезна для

высокотемпературных экспериментов с жидкими металлами, так как степень черноты их поверхности и температурные зависимости других свойств не исследованы.

2. Быстрое нагревание электрическим током открывает широкие возможности для получения экспериментальных данных в мало исследованной области высоких температур при высоких давлениях. Очевидно, что создать высокое давление в металле на короткое время его импульсного нагревания значительно легче, чем в стационарном режиме. Перспективным является метод импульсной термокомпрессии (гл. 3). Такие работы уже начаты. В частности, в ⁵⁷, ⁵⁸, ¹¹⁴ исследовалась электропроводность жидкого металла (Al, Cu, Mo, W) при давлении до $\sim 4 \cdot 10^4$ атм, создаваемом путем импульсной термокомпрессии. В ⁶⁴ было выяснено, что за счет ограничения объема расширяющегося металла в нем удается ввести значительно больше энергии, чем при свободном расширении. При этом проводимость жидкого металла (вольфрама) в ограниченном объеме изменяется незначительно. Еще более высокое давление и более высокое значение энергии, введенной в металл в конденсированном состоянии, при использовании метода термокомпрессии можно получить, увеличивая плотность нагревающего тока (т. е. скорость нагревания) или создавая дополнительное внешнее давление.

3. Интересным представляется исследование физического механизма аномалий электронной эмиссии и теплоемкости, а также предполагаемой их связи с термическими дефектами металла. Эти вопросы не выяснены окончательно и требуют дальнейшего изучения. Не касаясь конкретных причин, приводящих к аномалиям электронной эмиссии и теплоемкости, можно представить себе следующую общую схему возникновения неравновесных явлений в импульсных экспериментах: при достаточно быстром нагревании металла некоторые особенности его исходного состояния (сравнительно низкотемпературного) могут быть переведены в область более высоких температур. Здесь имеются в виду, с одной стороны, равновесные особенности исходного состояния (например, концентрация термических эффектов), а с другой стороны, неравновесные особенности исходного состояния, обусловленные предварительной обработкой металла. Таким образом, имеется некоторая аналогия (обратная) с обычной закалкой, при которой особенности состояния металла, характерные для высоких температур, переводятся путем быстрого охлаждения в область более низких температур.

Несмотря на малое время жизни неравновесных явлений, возникающих в результате импульсного нагревания металла до высокой температуры, эти явления могут играть существенную роль при быстрых процессах (согласно ⁸⁶, время релаксации аномальной эмиссии составляет $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ с).

Исходя из рассматриваемой общей схемы, предполагаемое объяснение аномалий эмиссии за счет неравновесных термических дефектов заключается (гл. 5) в переносе чисто малой равновесной концентрации вакансий, соответствующей исходной температуре, в область высоких температур, в которой равновесная концентрация вакансий гораздо выше. Зависимость амплитуды импульса аномальной эмиссии от скорости охлаждения эмиттера после предыдущего импульса, обнаруженную в ⁸⁶, с этой точки зрения естественно объяснить как результат переноса в высокотемпературную область неравновесных особенностей исходного низкотемпературного состояния (т. е. особенностей, отражающих историю металла). То же можно сказать и относительно отмечавшейся во введении зависимости теплоты плавления металла при быстром нагревании от особенностей предшествующей обработки. Важно, что эти особенности могут контролироваться или могут быть устранены путем достаточно медленного предварительного подогрева или предварительного отжига.

4. Явления исчезновения проводимости металла и превращения его в золь, наблюдавшиеся в импульсном режиме нагревания при больших значе-

ниях введенной энергии (гл. 4), естественно рассматривать в связи с общей проблемой перехода металла — неметалл¹¹⁵.

Возможности для получения информации о свойствах металла методом его быстрого импульсного нагревания электрическим током, в частности, при высоком импульсном давлении, очевидно, не ограничиваются перечисленными выше вопросами и приведенным экспериментальным материалом. Этот материал может быть увеличен за счет исследования других металлов (в том числе аморфных) и других электропроводных веществ, например углерода, и особенно различных сплавов. Перспективно также применение быстрого нагревания для исследования прочностных характеристик металлов и сплавов вблизи области перехода в жидкое состояние. Особый интерес представляет расширение круга исследуемых физических явлений и установление между ними связей. Отметим, в частности, термоэлектрические явления, для которых в условиях появления аномалий эмиссии также можно ожидать особенностей.

Авторы благодарны Г. И. Можарову за обсуждение ряда рассмотренных в статье вопросов.

Институт высоких температур
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Чейс В. Г.— УФН, 1965, т. 85, с. 381.
2. Anderson J. A.— Astrophys. J., 1920, v. 51, p. 37.
3. Anderson J. A., Smith S.— Ibid., 1926, v. 64, p. 295.
4. Exploding Wires/Eds. W. G. Chace, H. K. Moore. V.1—N.Y.: Plenum Press, 1959; перевод: Взрывающиеся проволочки/ Под ред. А. А. Рухадзе.— М.: ИЛ, 1963.
5. Exploding Wires/Eds. W. G. Chace, H. K. Moore. V.2.—N. Y.: Plenum Press, 1962; перевод: Электрический взрыв проводников/Под ред. А. А. Рухадзе, И. С. Шпигеля.— М.: Мир, 1965.
6. Exploding Wires/Eds. W. G. Chace, H. K. Moore.— N.Y.: Plenum Press, 1964, v. 3; 1968, v. 4.
7. Grana J.— Arch. Elektrotechn., 1939, Bd. 33, S. 656.
8. Cöpp W. M.— Zs. angew. Phys., 1955, Bd. 7, S. 539.
9. Кварцхава И. Ф., Плютто А. А., Чернов А. А., Бондаренко В. В.— ЖЭТФ, 1956, т. 30, с. 42.
10. Лебедев С. В., Хайкин С. Э.— ЖЭТФ, 1954, т. 26, с. 629.
11. Лебедев С. В.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 199.
12. Каюорис Ф., Фиш Б., Ройстер Г.— Цит. в⁵ сб.— с. 341.
13. Лебедев С. В., Лукин Б. В., Раутборт А. Е., Савватимский А. И.— ТВТ, 1969, т. 7, с. 1020.
14. Лебедев С. В.— ТВТ, 1968, т. 6, с. 157.
15. Бородовская Л. Н., Лебедев С. В.— ЖЭТФ, 1955, т. 28, с. 96.
16. Лебедев С. В., Савватимский А. И., Смирнов Ю. Б.— ТВТ, 1971, т. 9, с. 635.
17. Лебедев С. В., Савватимский А. И., Смирнов Ю. Б.— ЖТФ, 1972, т. 42, с. 1752.
18. Мартынюк М. М., Цапков В. И., Пантелеичук О. Г., Каримходжаев И. Исследование физических свойств металлов методом импульсного нагрева.— М.: УДН им. П. Лумумбы, 1972.
19. Лебедев С. В., Савватимский А. И.— ТВТ, 1970, т. 8, с. 524.
20. Лебедев С. В., Савватимский А. И.— Физ. и хим. обработки матер., 1976, № 1, с. 6.
21. Лебедев С. В.— ТВТ, 1980, т. 18, с. 273.
22. Морохов И. Д., Петинов В. И., Трусов Л. И., Первухин В. Ф.— УФН, 1981, т. 133, с. 653.
23. Петров Ю. И. Физика малых частиц.— М.: Наука, 1982.
24. Лебедев С. В., Хайкин С. Э.— ЖЭТФ, 1954, т. 26, с. 723.
25. Дильтер И. Я., Лебедев С. В.— ТВТ, 1970, т. 8, с. 55.
Dikhter I. Ya., Lebedev S. V.— High Temp.—High Press., 1970, v. 2, p. 55.
26. Bridgeman P. W.— Phys. Rev., 1922, v. 19, p. 131.
27. Barlow H. M.— Phil. Mag., 1930, v. 9, p. 1041.
28. Нордгейм Л.— УФН, 1935, т. 15, с. 800.
29. Гинзбург В. Л., Шабанский В. П.— ДАН СССР, 1955, т. 100, с. 445.

30. Ильин В. Е., Лебедев С. В.— ЖТФ, 1962, т. 42, с. 986.
31. Глухих В. А.— В кн. Вопросы атомной науки и техники.— М.: 1978.— Вып. 1—2, с. 113.
32. Андрианов В. В., Баев В. П., Лебедев С. В., Савватимский А. И.— ДАН СССР, 1981, т. 256, с. 1119.
33. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 7.
34. Бугаев С. Ш., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И.— УФН, 1975, т. 115, с. 101.
35. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И.— УФН, 1983, т. 139, с. 265.
36. Андрианов А. М., Аианьев С. П., Гениадиев Н. Н., Демичев В. Ф., Левитт П. А.— Письма ЖТФ, 1982, т. 8, с. 240.
37. Лебедев С. В., Савватимский А. И.— ТВТ, 1981, т. 19, с. 4184.
38. Сезайрлиуап А.— High Temp.— High Press., 1979, v. 11, p. 9.
39. Лебедев С. В.— ТВТ, 1981, т. 19, с. 301.
40. Рейтель Р., Блэкборн Дж.— Цит. в ⁵ сб.— С. 29.
41. Иванов В. В.— ТВТ, 1983, т. 21, с. 146.
42. Ландau Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.— С. 292.
43. Соболев Н. Н.— ЖЭТФ, 1947, т. 17, с. 655, 987.
44. Fansler K. S., Shear D. D.— Цит. в ⁶ сб.— V.4, p. 185.
45. Абрамова К. Е., Валицкий В. П., Вандакуров Ю. В., Златин Н. А., Перегуд Б. П.— ДАН СССР, 1966, т. 167, с. 778.
46. Абрамова К. Е., Златин Н. А., Перегуд Б. П.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 2007.
47. Лебедев С. В.— ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 509.
48. Лебедев С. В.— ТВТ, 1970, т. 8, с. 252.
49. Лебедев С. В., Савватимский А. И., Шейндлин М. А.— ТВТ, 1976, т. 14, с. 285.
50. Лебедев С. В., Можаров Г. И.— ТВТ, 1976, т. 14, с. 1266.
51. Cusack N. E.— Rept. Prog. Phys., 1963, v. 26, p. 361.
52. Уббелохде А. Плавление и кристаллическая структура.— М.: Мир, 1969.
53. Wilson J. R.— Met. Rev., 1965, v. 10, p. 560.
54. Chekhovskoi V. Ya., Kats S. A.— High Temp.— High Press., 1981, v. 13, p. 611.
55. Scheindlin A. E., Berezin B. Ya., Chekhovskoi V. Ya.— High Temp.— High Press., 1972, v. 4, p. 611.
56. Betz G., Frohberg M. G.— Ibid., 1980, v. 12, p. 169.
57. Иванов В. В., Лебедев С. В., Савватимский А. И.— ТВТ, 1982, т. 20, с. 1093.
58. Иванов В. В., Лебедев С. В., Савватимский А. И.— ТВТ, 1983, т. 21, с. 390.
59. Сухотин А. П., Викторов С. Д.— В сб. Разрушение и деформирование твердой среды взрывом/Под ред. В. Н. Родионова.— М.: Недра, 1976,— С. 55.
60. Gathers G. R., Shaner J. W., Young D. A.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 70.
61. Shaner J. W., Gathers G. R., Minichino C.— High Temp.— High Press., 1977, v. 9, p. 331.
62. Gathers G. R., Shaner J. W., Hodgson W. M.— Ibid., 1979, v. 11, p. 529.
63. Ivanov V. V., Lebedev S. V., Savvatimskii A. I.— J. Phys. Ser. F., 1984, v. 14, p. 1641.
64. Лебедев С. В., Савватимский А. И.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 211.
65. Seydel U., Kitzel W.— J. Phys. Ser. F, 1979, v. 9, p. L153.
66. Shaner J. W., Gathers G. R., Hodgson W. M.— In: Proc. of the VII Symposium on Thermophysical Properties.— Gaithersburg, Md.: Nat. Bur. of Stand, 1977.
67. Гольцова Е. И.— ТВТ, 1965, т. 3, с. 483.
68. Drotning W. D.— High Temp.— High Press., 1981, v. 13, p. 441.
69. Лебедев С. В., Савватимский А. И., Степанова Н. В.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 67.
70. Кульгавчук В. М., Новоскольцева Г. А.— ЖТФ, 1966, т. 36, с. 549.
71. Генри К., Стефенс Д., Стейнберг Д., Ройс Э.— Приб. науч. исследований, 1972, № 42, с. 42.
72. Кикоин И. К., Сенченков А. П.— ФММ, 1967, т. 24, с. 843.
73. Бурцев В. А., Калинин Н. В., Литуиновский В. Н. Электрический взрыв проводников.— Л.: НИИЭФА; 1977.
74. Мартынюк М. М.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 1262.
75. Байков А. П., Шестак А. Ф.— Письма ЖТФ, 1982, т. 8, с. 1457.

76. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей.—Л.: Наука, 1975.
77. Фабер Т.—В кн. Физика металлов/Под ред. Дж. Займана.—М.: Мир, 1972.—Т. 1, с. 317.
78. Чейс В.—Цит. в ⁴ сб.—С. 9.
79. Гревлев Н. В., Золотухин В. Д., Кашурников Ю. М., Летягин В. А., Махорин Б. И.—ТВТ, 1977, т. 15, с. 362.
80. Будович В. Л., Кужекин И. П.—ЖТФ, 1976, т. 46, с. 737.
81. Абрамова К. Б., Будович В. Л., Кужекин И. П., Перегуд Б. П.—ЖТФ, 1976, т. 46, с. 1456.
82. Weber F. N., Shear D. D.—J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 1969.
83. Лебедев С. В.—ЖЭТФ, 1954, т. 27, с. 487.
84. Иванцова И. Л., Лебедев С. В.—ТВТ, 1971, т. 9, с. 1168.
85. Лебедев С. В.—ТВТ, 1973, т. 11, с. 986.
86. Лебедев С. В., Степанова Н. В.—Поверхность, 1982, № 5, с. 101.
87. Лебедев С. В.—ТВТ, 1981, т. 19, с. 203.
88. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники.—М.: Мир, 1964.—С. 614.
89. Каражанов С. М.—ЖТФ, 1978, т. 48, с. 1474.
90. Исихара А. Статистическая физика.—М.: Мир, 1973,—С. 140.
91. Лебедев С. В.—ТВТ, 1977, т. 15, с. 1099.
92. Dyke W. P., Trolan J. K.—Phys. Rev., 1953, v. 89, p. 799.
93. Dyke W. P.—Trolan J. K., Martin E. E.—Ibid., v. 91, p. 1054.
94. Dyke W. P., Barbour J. P., Martin E. E., Trolan J. K.—Ibid., 1955, v. 99, p. 4192.
95. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия.—М.: Физматгиз, 1958.
96. Сокольская И. Л., Фурсей Г. Н.—Радиотехн. и электрон. 1962, т. 7, с. 1474.
97. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н.—ЖТФ, 1967, т. 37, с. 1881.
98. Фурсей Г. Н. Автореферат докторской диссертации.—Новосибирск, 1973.
99. Мартынюк М. М.—ЖТФ, 1978, т. 48, с. 1482.
100. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Парфенов А. Г.—ДАН СССР, 1983, т. 269, с. 343.
101. Крафтмахер Я. А.—В кн. Исследования при высоких температурах/Под ред. И. И. Новикова, П. Г. Стрелкова.—Новосибирск: Наука, 1966.
102. Кошкин В. М., Забродский Ю. Р.—ДАН СССР, 1976, т. 227, с. 1323.
103. Лебедев С. В., Можаров Г. И.—ТВТ, 1977, т. 15, с. 53.
104. Можаров Г. И., Савватимский А. И.—ТВТ, 1981, т. 19, с. 954.
105. Сезаирлияп А., McClure J. L.—J. Res. Nat. Bur. Stand. Ser. A, 1971, v. 75, p. 283.
106. Сезаирлияп А., McClure J. L., Beckett C. W.—Ibid., p. 1.
107. Филиппов Л. П., Юрчак Р. П.—ИФЖ, 1971, т. 21, с. 561.
108. Сезаирлияп А.—J. Res. Nat. Bur. Stand. Ser. A, 1971, v. 75, p. 565.
109. Алексеев В. А., Андреев А. А., Прохоренко В. Я.—УФН, 1972, т. 106, с. 393.
110. Регель А. Р., Глазов В. М. Периодический закон и физические свойства электронных расплавов.—М.: Наука, 1978; Физические свойства электронных расплавов.—М.: Наука, 1980; Закономерности формирования структуры электронных расплавов.—М.: Наука, 1982.
111. Савватимский А. И.—ТВТ, 1973, т. 11, с. 1182.
112. Сезаирлияп А.—Faraday Symposia of the Chemical Society, 1973, No. 8, p. 30.
113. Marggrafe J. L.—High Temp.—High Press., 1970, v. 2, p. 583.
114. Иванов В. В. Автореферат кандидатской диссертации.—Москва, 1983.
115. Жидкие металлы /Под ред. Р. Эванса, Д. Гринвуда. Пер. под ред. В. М. Глазова.—М.: Металлургия, 1980.