

Влияние внутренних напряжений на сверхпроводимость нанокристаллических пленок ванадия

В.М. Кузьменко, Т.П. Черняева

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: vbuts@kipt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 6 апреля 2004 г., после переработки 27 июля 2004 г.

Исследованы нанокристаллические пленки ванадия толщиной 7–20 нм, полученные кристаллизацией аморфных конденсатов этого металла путем отогрева до температуры $T < 60$ К. Непосредственно после завершения кристаллизации критическая температура сверхпроводящего перехода T_c этих пленок составляет 3,1–4,3 К. В процессе отогрева пленок в сверхвысоком вакууме до комнатной температуры значения T_c уменьшаются на $\approx 0,4$ К. Показано, что это понижение обусловлено, в частности, разрядкой растягивающих напряжений, возникших в пленках при кристаллизации.

Досліджено нанокристалічні плівки ванадію товщиною 7–20 нм, що отримано кристалізацією аморфних конденсатів цього металу шляхом відігрівання до температури $T < 60$ К. Безпосередньо після завершення кристалізації критична температура надпровідного переходу T_c цих плівок складає 3,1–4,3 К. У процесі відігрівання плівок у надвисокому вакуумі до кімнатної температури значення T_c знижуються на $\approx 0,4$ К. Показано, що це зменшення обумовлено, зокрема, розрядкою розтягаючих напруг, виниклих у плівках при кристалізації.

PACS: 74.25.-q

Введение

Известно, что при конденсации паров ванадия на подложку, охлаждаемую жидким гелием, до толщины слоя $d \approx 20$ –40 нм образуется пленка с аморфной структурой [1–3]. Превышение этой критической толщины (d_c) в процессе конденсации приводит к спонтанному возникновению лавинной (взрывной) кристаллизации (ЛК) всего объема пленки с образованием обычной ОЦК фазы. Если же толщина слоя меньше d_c , его аморфная структура стабильна до температуры $T_{a \rightarrow c} \approx 40$ –60 К, причем значение $T_{a \rightarrow c}$ увеличивается с уменьшением d приблизительно по гиперболическому закону [2,4]. Сверхпроводящие свойства аморфной фазы ванадия были нами изучены ранее [2]. Критическая температура сверхпроводящего перехода (КТСП) закристаллизованной пленки приблизительно на 1,5 К превышает значение T_c этой же пленки в аморфном состоянии. Дальнейший отогрев образцов от $T_{a \rightarrow c}$ до

комнатной температуры обычно сопровождается понижением КТСП [3]. Корректного объяснения такому поведению в опубликованной литературе нет. Целью настоящей работы была попытка найти это объяснение.

Методика

Методика получения пленок и исследования их электронных свойств подробно описаны в работах [5,6]. Использованы стеклянные цельносваренные ампулы с плоской полированной подложкой, в которую вварены вводы из платиновой проволоки, служащие для электрических измерений сконденсированного на подложке металлического слоя. Предварительно откачанную до давления $p \sim 10^{-4}$ Па ампулу герметически заваривали газовой горелкой и отделяли от вакуумной установки. После монтажа ампулы в гелиевом криостате и заливки в криостат жидкого гелия в ампуле создавался сверхвысокий

вакуум ($\sim 10^{-10}$ Па) по всем компонентам воздуха. Отношение удельных электросопротивлений исходного массивного ванадия при температурах 300 и 6 К составляло ≈ 550 .

Испарение ванадия производилось с помощью испарителей, изготовленных из очищенной вольфрамовой проволоки. Для обезгаживания навески ванадия и вольфрама значительная часть навески испарялась при закрытой шторкой подложке, которая постоянно находилась в контакте с жидким гелием, а средняя температура слоя ванадия в процессе конденсации не превышала 18 К.

Электросопротивление пленок измеряли компенсационным методом по четырехзондовой схеме с точностью не хуже 0,01 %. Критическое магнитное поле, перпендикулярное плоскости пленки, создавалось с помощью сверхпроводящего соленоида. Толщину пленок в процессе конденсации контролировали по электросопротивлению, а измеряли после окончания эксперимента и вскрытия ампулы методом оптической плотности [7].

Микроструктуру закристаллизованных пленок ванадия и топографию их поверхности исследовали на электронном аналитическом комплексе JEM-100СХ при комнатной температуре [8]. Микроструктуру изучали методом съемки на просвет. Получали как светлопольные, так и темнопольные изображения. Пленки ванадия отделялись от подложки путем растворения в воде тонкого ($\sim 20\text{--}30$ нм) слоя NaCl, сконденсированного на стеклянную подложку перед осаждением металла.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 показано изменение электросопротивления свежеконденсированной пленки ванадия толщиной ≈ 16 нм при отогреве до комнатной температуры. Практически вертикальный участок кривой соответствует переходу пленки из аморфного в кристаллическое состояние ($a \rightarrow c$ -переходу). Интересно, что непосредственно после $a \rightarrow c$ -перехода ($T_{a \rightarrow c} \approx 40$ К) ход $\rho(T)$ становится практически обратимым вплоть до комнатной температуры, т.е. остаточное сопротивление пленки ρ_0 при $T = 6$ К после $a \rightarrow c$ -перехода практически совпадает с остаточным сопротивлением этой же пленки ρ'_0 после ее отогрева до комнатной температуры. Если же в процессе конденсации была превышена критическая толщина и прошла лавинная кристаллизация, ход кривой $\rho(T)$ обратим изначально и описывается нижней частью кривой на рис. 1 (без вертикального участка). Такая зависимость $\rho(T)$ наблюдается только для пленок ванадия. Для всех известных нам низкотемпературных конденсатов чистых металлов (In, Sn, Al, Tl и др.) остаточное сопротивление по

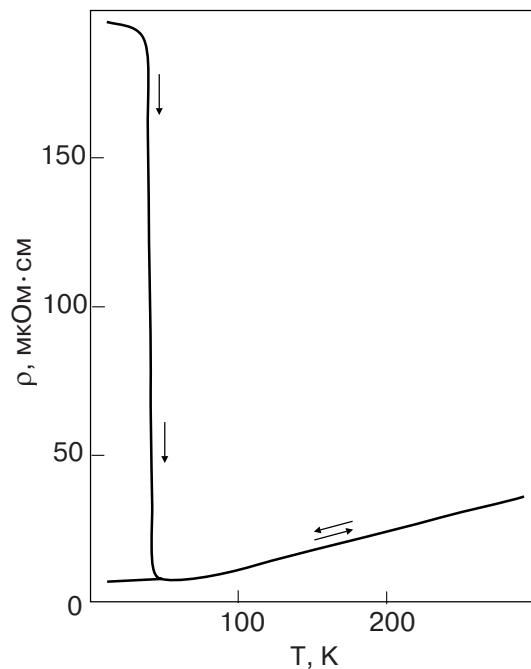


Рис. 1. Температурный ход удельного электросопротивления пленки ванадия толщиной ≈ 16 нм.

мере их отжига до комнатной температуры постоянно уменьшается за счет отжига дефектов решетки и роста зерен. Так, например, в случае пленок алюминия ($d = 70$ нм) при отогреве от гелиевой до комнатной температуры T_c уменьшается от 3,25 до 1,45 К, а остаточное сопротивление от 16 до 1,25 мкОм·см [4]. По-видимому, в пленках ванадия дефекты решетки, от которых существенно зависит удельное электросопротивление, в интервале температур $T = 40\text{--}300$ К не отжигаются.

Критическая температура сверхпроводящего перехода для закристаллизованных пленок ванадия непосредственно после их отогрева до $T = T_{a \rightarrow c}$ (T_c) всегда существенно выше, чем после отогрева этих же пленок до комнатной температуры T'_c . Значение температуры T_c практически не меняется после отогрева пленок до $T = 190\text{--}200$ К. И только дальнейшее увеличение температуры отжига приводит к уменьшению КТСП от T_c до T'_c . Если пленка закристаллизовалась в результате лавинной кристаллизации (при $d = d_c$), для нее значения T_c и T'_c совпадают.

В таблице 1 представлены значения T_c и T'_c для типичных низкотемпературных конденсатов ванадия. Эти значения ниже КТСП для чистого массивного ванадия. Механизмы уменьшения КТСП с уменьшением толщины металлических пленок подробно рассмотрены в [4].

В некоторых пленках уже при комнатной температуре наблюдаются признаки растрескивания, что проявляется в небольшом росте остаточного сопротивления (см. табл. 1).

Таблица 1. Некоторые характеристики исследованных кристаллических пленок ванадия.

Образец	d , нм	T_c , К	T'_c , К	$\frac{\rho'_0 - \rho_0}{\rho_0}, \%$	$\frac{\rho_{300}}{\rho'_0}$
V ₁	7	3,10	2,7	0	2,2
V ₂	8	3,35	2,98	5	3,5
V ₃	15	3,90	3,52	2,5	3,7
V ₄	16	4,20	3,78	0	4,76
V ₅	22 (d_c)	4,30	4,30	-5,4	3,15

Примечание: Размытие сверхпроводящих переходов по температуре для пленок V₁... V₅ составляет 0,10–0,12 К (в интервале (0,1–0,9) ρ_0), ρ_{300} — значение ρ при 300 К.

Иногда достаточно длительная выдержка при комнатной температуре приводит к некоторому уменьшению остаточного сопротивления (см. результат для V₅). После отогрева до $T = 330\text{--}340$ К у всех пленок остаточное сопротивление заметно увеличивается, что связано, как будет показано ниже, с усилением процесса растрескивания. Важно подчеркнуть, что пленки V₁... V₅ отжигались до комнатной температуры в сверхвысоком вакууме ($\sim 10^{-10}$ Па). Для этого верхняя часть ампулы с подложкой прогревалась «печкой» под колпаком в виде перевернутого дьюара, а нижняя находилась в жидком гелии. Таким образом, была исключена возможность загрязнения отжигаемой пленки остаточными газами, давление которых без описанных выше мер предосторожности составляло бы при повышенных температурах $\sim 10^{-4}$ Па (см. методику). В этом случае уменьшение КТСП при отогреве могло бы быть приписано примесям, попавшим в пленку из окружающей среды. Хотя, как известно, при обычной температуре ванадий не подвержен действию воздуха.

На рис. 2 представлены температурные зависимости индукции критического магнитного поля ($B_{c2} \equiv B_{c\perp}$ [9]) для пленки V₄. Кривая 1 снята после отогрева до $T = T_{a \rightarrow c}$, ей соответствует значение $T_c = 4,2$ К; кривая 2 снята после отогрева до комнатной температуры и ей соответствует $T'_c = 3,78$ К. Вблизи КТСП величина B_{c2} меняется с температурой линейно, при более низких температурах зависимость приближается к квадратичной:

$$B_{c2} = B_{c0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где B_{c0} — значение B_{c2} при $T = 0$ К.

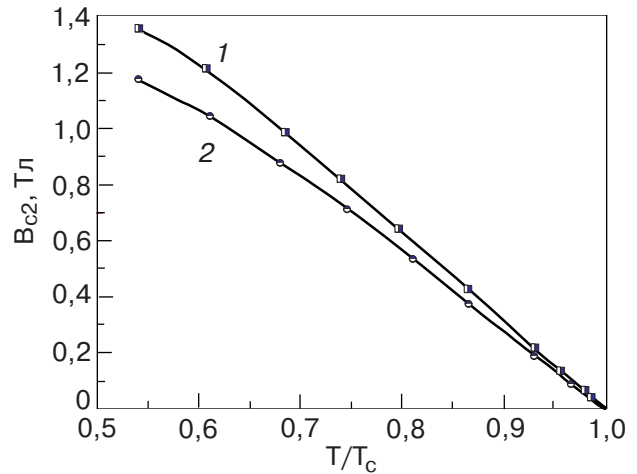


Рис. 2. Температурная зависимость индукции критического магнитного поля для кристаллической пленки ванадия толщиной ≈ 16 нм после отогрева до T , К: 50 (1) 300 (2).

На электронограммах исследованных пленок присутствуют только линии ОЦК фазы ванадия. Размеры зерна в пленках, претерпевших лавинную кристаллизацию, практически не отличаются от размеров зерна таких же по толщине пленок, закристаллизованных при отогреве. Средний размер зерна в обоих случаях составляет 54–55 нм (рис. 3). Зерна имеют плоскую форму и, судя по картинам «муара» на некоторых электронно-микроскопических снимках, часто накладываются друг на друга. Таким образом, средний размер зерна в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, меньше ее толщины. Длина свободного пробега электронов l в исследованных пленках ванадия, вычисленная из соотношения $\rho l = 3,5 \cdot 10^{-12}$ Ом \cdot см² [10], составляет 2–3 нм, что свидетельствует о значительной степени внутривузельного беспорядка.

Существенно отметить, что пленки, сконденсированные на подслое NaCl, имели многочисленные трещины длиной до 700 нм, шириной до 30 нм (рис. 4). Трещины образуются в момент вскрытия

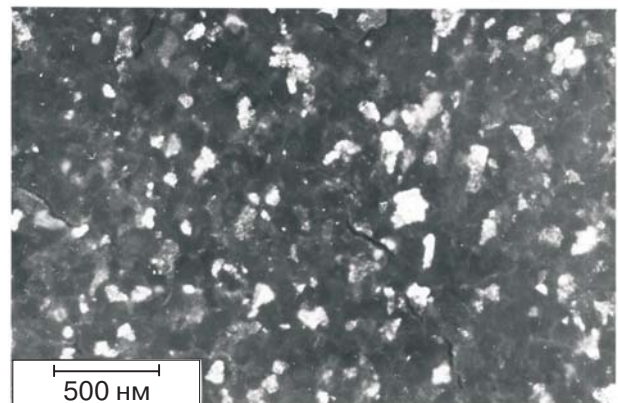


Рис. 3. Электронно-микроскопическое изображение наноструктуры пленки ванадия толщиной ≈ 37 нм в темном поле.

ампулы при атмосферном давлении, что проявляется резким увеличением электросопротивления пленки в момент вскрытия. Это свидетельствует о том, что пленки перед вскрытием были в предельно напряженном состоянии. До вскрытия ампулы с пленкой, сконденсированной на подслое NaCl, наблюдается, как и в случае пленок, сконденсированных на стекло, обратимый ход $\rho(T)$ с момента $a \rightarrow c$ -перехода и до комнатной температуры. У пленок, сконденсированных на стекло, при вскрытии ампулы изменение электросопротивления незначительно, следовательно, трещины практически не образуются. Об отсутствии трещин в таких пленках свидетельствует и исследование топографии их поверхности [8]. Было найдено, что поверхность пленок ванадия на стекле после отогрева до комнатной температуры не имеет заметного рельефа, т.е. микронеровности на их поверхности не превышают 3–5 нм, и заметные трещины отсутствуют. Появляются они только после отогрева пленок до ≈ 340 К.

Обсуждение результатов

В работах [10,11] показано, что при всех самых низких температурах (до 0,5 К) теплоемкость ванадия определяется нормальной энергетической щелью БКШ ($2\Delta_0 = 3,5k_B T_c$). Примерно такое же значение $2\Delta_0$ получено в экспериментах по измерению энергетической щели методами поглощения электромагнитного излучения, поглощения ультразвука и в туннельных экспериментах (см. [12] и ссылки в [10,12]). Для сверхпроводников с сильной связью $2\Delta_0 = (4,3 - 4,5)k_B T_c$ [11,13,14]. Выполненные на высоком техническом уровне туннельные эксперименты [12] дали значение константы электрон-фонного взаимодействия для ванадия $\lambda = 0,82$, авторы считают его завышенным. Экспериментально найденные для сверхпроводников с сильной связью

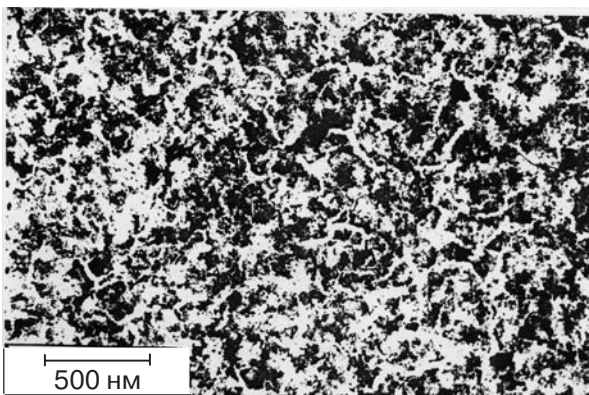


Рис. 4. Электронно-микроскопическое изображение наноструктуры пленки ванадия толщиной ≈ 37 нм в светлом поле.

значения λ составляют 1,7–2,8 [14]. Таким образом, ванадий следует считать слабосвязанным сверхпроводником [10]. Этому заключению несколько противоречит теоретическая работа [11], согласно которой для ванадия $\lambda = 1,19$, но и в этом случае ванадий скорее можно отнести к сверхпроводникам с промежуточной, а не сильной связью.

Для исследованных пленок $l \ll \xi_0$, где ξ_0 — длина когерентности для чистого «массивного» ванадия ($\xi_0 \approx 45$ нм [10]). В этом случае из развитой Горьковым микроскопической теории слабосвязанных сверхпроводников в магнитном поле [15] следует, что плотность электронных состояний на поверхности Ферми (с учетом двух направлений спина) определяется выражением [16]

$$N(0) = \frac{\pi |dB_{c2}/dT|_{T_c}}{4k_B e \rho}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, k_B — постоянная Больцмана.

Для сверхпроводников с промежуточной и сильной связью в знаменатель правой части формулы (2) следует ввести коэффициент порядка единицы [17,18].

Исходя из формулы (2), оценим плотности состояний пленки V_4 после ее отогрева до $T = 50$ и 300 К (см. табл. 2), используя значения $|dB_{c2}/dT|_{T_c}$ (рис. 2) и ρ_0 .

Таблица 2. Параметры для вычисления и вычисленные значения $N(0)$ пленки V_4 после отогрева до $T = 50$ и 300 К.

Температура отогрева, К	$ dB_{c2}/dT _{T_c}$, Тл/К	ρ_0 , мкОм·см	$N(0)$, 10^{47} Дж $^{-1}$ · м $^{-3}$
50	0,754	11,5	23,28
300	0,741	11,5	22,88

Качественно такое же поведение $|dB_{c2}/dT|_{T_c}$ и $N(0)$ в зависимости от температуры отогрева наблюдалось и для пленок $V_1 \dots V_3$. В случае пленки V_5 значения $|dB_{c2}/dT|_{T_c}$ и $N(0)$ непосредственно после лавинной кристаллизации и после отогрева до комнатной температуры в пределах погрешности совпадают.

Теория БКШ для слабосвязанных сверхпроводников дает значение

$$T_c = 1,14\theta_D \exp\left(-\frac{1}{N(0)V^*}\right), \quad (3)$$

где V^* — параметр взаимодействия электронов, а θ_D — дебаевская температура.

Согласно (3), для того чтобы T_c изменялась от 4,2 до 3,78 К (как в случае пленки V_4), значение $N(0)V^*$ должно уменьшиться в 1,023 раза. Формула для T_c в случае сверхпроводников с сильной или промежуточной связью выведена Мак-Милланом [19] и модифицирована [20] к виду

$$T_c = \frac{\omega_{\log}}{1,2} \exp \left[-\frac{1,04(1 + \lambda)}{\lambda - \mu^* (1 + 0,62\lambda)} \right]. \quad (4)$$

Здесь ω_{\log} — средняя логарифмическая частота фононов, μ^* — кулоновский псевдопотенциал Морела и Андерсона, характеризующий электрон-электронное взаимодействие, а константа электрон-фононного взаимодействия

$$\lambda = \frac{N(0)\langle I^2 \rangle}{M\langle \omega^2 \rangle}, \quad (5)$$

где $\langle I^2 \rangle$ — усредненный по поверхности Ферми квадрат матричного элемента электрон-фононного взаимодействия, $\langle \omega^2 \rangle$ — средний квадрат частоты фононов, M — масса атома.

Согласно (4), для изменения T_c пленки V_4 от 4,2 до 3,78 К значение λ (при $\mu^* = 0,15$ [12] и $\omega_{\log} = 245$ К [11]) должно уменьшиться от 0,654 до 0,635*. Это уменьшение λ в 1,030 раза согласуется с уменьшением $N(0)V^*$ при оценке с использованием формулы (3) БКШ.

Как видно из табл. 2, значение $N(0)$ при отогреве пленки от 50 до 300 К уменьшается в 1,018 раза. Таким образом, изменение T_c пленки V_4 от 4,2 до 3,78 К можно объяснить преимущественно изменением плотности состояний при незначительном изменении параметра V^* в формуле (3) или параметров $\langle I^2 \rangle$ и $\langle \omega^2 \rangle$, входящих в (5). Это заключение относится, по-видимому, ко всем низкотемпературным кристаллическим пленкам ванадия, толщина которых меньше d_c . Как показано ниже, наиболее очевидной причиной описанного поведения являются внутренние напряжения в нанокристаллических пленках ванадия.

В заключение проведенного выше анализа следует сделать одно замечание о применимости формулы (4) без поправок, связанных со спиновыми флуктуациями. Вопреки некоторым более ранним публикациям в работе [12] отмечается слабое влияние спиновых флуктуаций на сверхпроводимость ванадия, хотя и не исключается на уровне $\lambda_s \sim 0,1$. В теоретической работе [11] вообще отрицается зависимость параметра λ от спиновых флуктуаций в случае ванадия и многих других сверхпроводников за исключением палладия.

Поэтому выше для качественного анализа наших результатов была использована модифицированная формула Мак-Миллана без перенормировки параметров λ и μ^* .

Обратимость хода $\rho(T)$ в интервале температур от 6 до 300 К, имеющая место для пленок ванадия сразу после $a \rightarrow c$ -перехода, свидетельствует о том, что количество и размер зерен (а следовательно, и площадь границ зерен, вносящая основной вклад в электросопротивление нанокристаллических пленок) практически не меняется в процессе отжига пленок после $a \rightarrow c$ -перехода. Внутренние напряжения, мало влияющие на удельное сопротивление, могут при этом меняться существенно.

Действительно, в аморфных металлических пленках внутренние напряжения отсутствуют [21]. Плотность пленок ванадия при кристаллизации увеличивается, что из-за наличия связи пленки с подложкой приводит к возникновению растягивающих напряжений. В процессе отогрева пленок растягивающие напряжения должны увеличиваться, так как усредненные значения коэффициентов теплового расширения ($\bar{\alpha}$) ванадия существенно меньше, чем у мягкого химико-лабораторного стекла С89-2 (№ 23), из которого изготовлены корпус ампулы и подложка.

У стекла № 23 при комнатной температуре $\bar{\alpha} = (8,8-9) \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ [22], у ванадия $\bar{\alpha} = 7,75 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ [23]. Зависимость $\bar{\alpha}(T)$ для NaCl проходит значительно выше, чем для стекла и ванадия и составляет при 300 К около $39 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ [23]. Поэтому пленки ванадия, сконденсированные на подслое NaCl, испытывают при отогреве существенно большие растягивающие напряжения, чем пленки, сконденсированные на стекло.

Следует иметь в виду, что от 73 до 273 К предел прочности при растяжении ванадия уменьшается от ≈ 980 МПа до ≈ 490 МПа, а относительное сужение увеличивается от $\approx 64\%$ до $\approx 80\%$ [24] благодаря эффекту хладноломкости. По-видимому, качественно такое же поведение должно быть свойственно и пленкам ванадия. Можно предположить, что возникшие в результате $a \rightarrow c$ -перехода растягивающие напряжения вызывают упругую деформацию пленки из-за высокого значения предела прочности и предела текучести при $T \approx T_{a \rightarrow c}$. Представляется, что именно эти напряжения и вызванная ими упругая деформация ответственны за повышенные значения плотности состояний и КТСП низкотемпературных конденсатов ванадия непосредственно после их кристаллизации (см. значения T_c в табл. 1). При повышении температуры отогрева до ≈ 200 К такое

* Для массивного ванадия с $T_c = 5,4$ К аналогичная оценка дает $\lambda = 0,702$.

положение сохраняется несмотря на увеличение растягивающих напряжений в пленке за счет более высокого (по сравнению с ванадием) коэффициента теплового расширения стекла. Поэтому при возвращении к гелиевым температурам упругая деформация пленки примерно такая же, как и непосредственно после $a \rightarrow c$ -перехода, и такая же КТСП.

При повышении температуры от ≈ 200 до ≈ 300 К растягивающие напряжения, по-видимому, превышают понизившийся предел текучести пленки ванадия, происходит ее пластическая деформация, которая часто проявляется дроблением блоков внутри зерен [24]. В процессе пластической деформации внутренние напряжения в пленке разряжаются, что приводит к понижению плотности состояний и КТСП (см. значения T'_c в табл. 1). В интервале температур 200–300 К возможен также отжиг каких-то дефектов решетки, заметно воздействующих на КТСП, но мало влияющих на удельное электросопротивление пленки. Значения T'_c в табл. 1 согласуются со значениями КТСП для пленок ванадия такой же толщины, полученных в сверхвысоком вакууме ($p \sim 10^{-6}$ Па) при температурах подложек выше комнатной [25,26]. Ситуация, аналогичная описанной выше для пленок ванадия, наблюдалась для «массивного» ванадия [27]. Именно упругие растягивающие внутренние напряжения, возникающие в результате пластической деформации «массивного» ванадия при $T \approx 4,2$ К, ответственны, по мнению авторов, за повышение КТСП образцов на величину до 0,5 К. Разрядка внутренних напряжений при отогреве образцов до комнатной температуры понижала значение T_c почти до исходной величины. Качественно такой же результат на «массивном» ванадии получен и в работе [28]. Дефекты решетки, определяющие удельное электросопротивление, мало зависят от внутренних напряжений, что объясняет отсутствие четкой связи между T_c и ρ как в исследованных пленках, так и в «массивных» образцах ванадия [27].

Растрескивание пленок ванадия на стеклянной подложке, как упоминалось выше, начинается при температурах, близких к комнатной, на подслое каменной соли уже в процессе вскрытия ампулы при комнатной температуре. Процесс растрескивания свидетельствует о том, что растягивающие внутренние напряжения в пленке превысили предел прочности. Следовательно, корректно выше высказанное предположение, что при более низких температурах был превышен предел текучести и произошла пластическая деформация пленки.

На первый взгляд кажется удивительным, что у пленок ванадия, претерпевших лавинную кристаллизацию в процессе конденсации, значения КТСП

непосредственно после $a \rightarrow c$ -перехода и после отогрева этих пленок до комнатной температуры совпадают (см. V_5 в табл. 1). Здесь следует напомнить о природе и особенностях механизма ЛК [5,6]. В аморфных пленках ванадия ЛК возникает спонтанно, при достижении пленкой критической толщины. В условиях интенсивного выделения скрытой теплоты перехода (и плохого теплоотвода от образца) происходит самоускорение кристаллизации, когда скорость фронта превращения достигает десятков метров в секунду. Процесс этот близок к адиабатическому, и температура фронта ЛК в пленке ванадия оценивается в 340 К [5,6]. Массивная стеклянная подложка при этом остается холодной благодаря малой массе пленки и большой скорости фронта превращения (для ванадия ≈ 50 м/с). Представляется, что в этом случае внутренние напряжения, обусловленные разностью плотностей аморфной и кристаллической фаз ванадия, разряжаются уже в процессе ЛК. Это приводит к стабилизации КТСП пленки в процессе ее последующего отогрева до комнатной температуры.

Заключение

В процессе кристаллизации тонких аморфных пленок ванадия из-за большей плотности кристаллической фазы и наличия сцепления пленки с подложкой возникают растягивающие напряжения, приводящие к упругой деформации пленок. При упругом деформировании изменяется расстояние между атомами в кристаллической решетке металла. По-видимому, в рассмотренном случае пленок ОЦК ванадия это приводит к некоторому изменению зонной структуры, проявляющемуся в незначительном увеличении плотности состояний. Последнее является основной причиной увеличения T_c в упругодеформированных пленках ванадия по сравнению с отожженным состоянием этих же пленок. Оказывая заметное влияние на V_{c2} и T_c , внутренние напряжения, очевидно, мало влияют на удельное электросопротивление. Возможно также влияние на изменение T_c каких-то дефектов решетки, которые отжигаются при отогреве пленок ванадия до комнатной температуры, но слабо влияют на удельное электросопротивление.

Авторы глубоко признательны А.Н. Стеценко за помощь в электронно-микроскопических исследованиях и обсуждение результатов.

1. J.C. Suits, *Trans. 9th National Vacuum Symposium*, The Macmillan Company, New York (1962).
2. В.М. Кузьменко, Б.Г. Лазарев, В.И. Мельников, А.И. Судовцов, *ЖЭТФ* **67**, 801 (1974).
3. W. Felsh, *Proc. Low Temp. Conf. LT13* **3**, Plenum Press, New York (1974).

4. Ю.Ф. Комник, *Физика металлических пленок*, Атомиздат, Москва (1979).
5. В.М. Кузьменко, *Дисс... докт. физ.-мат. наук*, ФТИНТ НАН Украины, Харьков (1992).
6. В.М. Кузьменко, *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники* **5**, 17 (2002).
7. A. Fegy, *Ann. Phys.* **19**, 421 (1933).
8. В.М. Кузьменко, Т.П. Черняева, А.Н. Владычкин, В.В. Брык, В.И. Мельников, в сб: *Тепловые процессы и метастабильные состояния*, Свердловск (1990).
9. M. Tinkham, *Phys. Rev.* **129**, 2413 (1963).
10. R. Radebaugh and P.H. Keesom, *Phys. Rev.* **149**, 209, 217 (1966).
11. S.V. Savrasov and D.Y. Savrasov, *Phys. Rev.* **B54**, 16487 (1996).
12. J. Zasadzinski, D.M. Burnell, E.L. Wolf, and G.B. Arnold, *Phys. Rev.* **B25**, 1622 (1982).
13. В. Буккель, *Сверхпроводимость*, Мир, Москва (1975).
14. G. Bergmann, *Phys. Rep.* **27**, 159 (1976).
15. Л.П. Горьков, *ЖЭТФ* **37**, 1407 (1959).
16. G. Bergman, *Phys. Rev.* **B7**, 4850 (1973).
17. Б.Т. Гейликман, В.З. Кресин, *ДАН СССР* **182**, 1040 (1968).
18. D. Rainer and G. Bergmann, *J. Low Temp. Phys.* **14**, 501 (1974).
19. W.L. McMillan, *Phys. Rev.* **167**, 331 (1968).
20. P.B. Allen and R.C. Dynes, *Phys. Rev.* **B12**, 905 (1975).
21. W. Buckel, *J. Vac. Sci. Technol.* **6**, 606 (1969).
22. Д. Стронг, *Техника физического эксперимента, Газетно-журнальное и книжн. изд-во, Ленинград* (1948).
23. И.Г. Кожевников, Л.А. Новицкий, *Теплофизические свойства материалов при низких температурах*, Машиностроение, Москва (1982).
24. А.П. Гуляев, *Металловедение*, Металлургия, Москва (1977).
25. Г.Ф. Ивановская, *Автореф. дисс... канд. физ.-мат. наук*, Москва (1971).
26. N.E. Alekseevskii, V.M. Sakosarenko, K. Bluthner, and H.-J. Kohler, *Phys. Status Solidi* **A34**, 541 (1976).
27. W. Krahl and D. Kohnlein, *Z. Phys.* **B28**, 19 (1977).
28. В.К. Аксенов, Н.А. Черняк, О.И. Волчок, А.В. Мац, Я.Д. Стародубов, *ФНТ* **24**, 266 (1998).

The influence of internal stresses on
superconductivity
of vanadium nanocrystalline films

V.M. Kuz'menko and T.P. Chernyaeva

The vanadium films 7–12 nm thick prepared by crystallizing the amorphous condensates of the metal on heating up to $T < 60$ K are investigated. Immediately after completion of the crystallization the superconducting transition critical temperature of the films are 3.1–4.3 K. During the heating up to room temperature in ultrahigh vacuum T_c decreases by ≈ 0.4 K. The decrease is shown to be due, in particular, to relaxation of the tensile stresses occurred in the films under crystallization.