

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ЯЧЕЙКА ДЛЯ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ГАЗОРЕГУЛИРУЕМОЙ «ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ»

В.А.Гринчук, Е.Ф.Кузин, М.Л.Нагаева, Г.А.Рябенко, Я.Сигети¹

1. В ряде работ [1,2] для спектроскопических исследований паров металлов предложен новый тип ячейки, использующий принцип работы газорегулируемой тепловой трубы [3]. Это устройство обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционными, ранее применявшимися ячейками с парами металлов, такими как однородностью плотности и температуры паров, возможностью плавного, просто контролируемого и регулируемого изменения этих параметров, высокой степенью чистоты паров, отсутствием проблемы защиты окон.

Принцип работы ячейки типа газорегулируемой тепловой трубы заключается в следующем. Облако паров металлов создается в откачанной трубе с окнами на торцах в результате нагрева центральной части трубы, куда помещается образец исследуемого металла. На охлаждаемых концах трубы пар конденсируется, и с помощью специального устройства — фитиля-металл в жидкой фазе за счет капиллярных сил возвращается в зону нагрева. В результате переноса частиц и процессов поглощения и выделения теплоты фазовых переходов, происходящих при испарении и конденсации частиц, тепловая труба способна передавать большие тепловые потоки и благодаря высокой теплопроводности обеспечивает равномерное распределение температуры и соответственно плотности паров металла вдоль трубы. Газорегулируемая тепловая труба заполняется инертным газом. Давление инертного газа подбирается таким, чтобы при рабочих температурах нагрева исследуемого вещества давление пара было равно давлению инертного газа. В итоге центр трубы заполняется парами металла, а концы — инертным газом. Газ находится в тепловом равновесии с парами металла. Длина области, занятой парами металла, определяется давлением инертного газа и мощностью нагрева. Давление рабочего вещества определяется по давлению инертного газа, которое поддерживается постоянным. Важным следствием использования инертного газа является то, что он защищает окна ячейки от химического воздействия и напыления.

2. В данной работе описывается модификация спектроскопической ячейки, работающей в режиме тепловой трубы. В ряде физических задач ячейка с парами металла, выполненная в виде трубы, неудобна из-за небольших углов обзора, под которыми можно вести спектральные измерения. Предлагается ячейка в виде двух дисков, между которыми формируется облако паров металла, имеющее однородное распределение плотности паров. Такая конструкция позволяет вести круговой обзор в пределах угла, равного 2π , и по аналогии с тепловой трубой была названа «тепловые диски».

3. Основой конструкции новой модификации ячейки являются два диска (рис. 1), размещенные на одной оси на расстоянии $l \ll D$ (D — диа-

¹ Центральный институт физических исследований АН Венгрии (Будапешт).

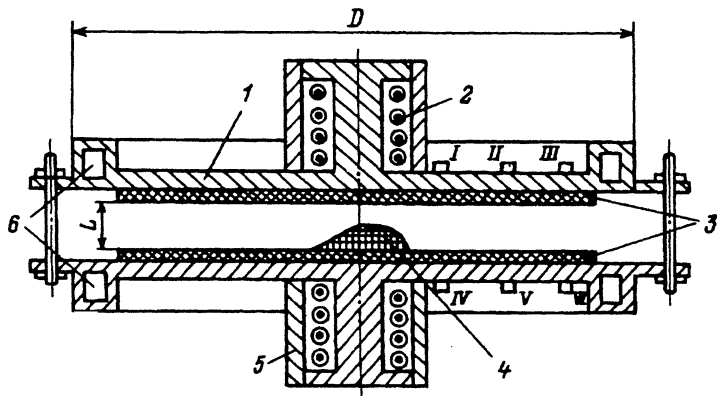


Рис. 1. Конструкция ячейки. 1 — корпус, 2 — омический нагреватель, 3 — фитиль, 4 — образец исследуемого вещества, 5 — экран, 6 — кольцевые каналы водяного охлаждения; I—VI — термопары.

метр диска). Центральные части обоих дисков нагревались омическими нагревателями (спирали из молибденовой проволоки), размещенными на внешних сторонах дисков. Температура нагрева по радиусу каждого из дисков контролировалась с помощью трех термопар. По периметру дисков располагаются каналы с проточной водой, предназначенные для охлаждения периферийной части дисков. На внутренних поверхностях дисков размещены фитили, образованные тремя слоями нержавеющей сетки с размером ячейки 64×64 мкм (265 меж) при диаметре проволоки $\varnothing = 32$ мкм. Сетки натягивались и приваривались по периметру дисков через кольцевые прокладки. В центре нижнего диска помещался образец исследуемого вещества — натрия. Диски устанавливались в вакуумной камере, которая после предварительной откачки до 10^{-6} Тор заполнялась буферным газом — криптоном. Объем вакуумной камеры значительно превышает объем ячейки, поэтому при работе источника вытеснение благородного газа из ячейки никак не сказывается на давлении буферного газа.

Принцип работы тепловых дисков аналогичен работе ячейки, описанной выше. Центральная часть дисков нагревается, натрий испаряется и вытесняет на периферию атомы буферного газа. На периферии дисков пары натрия охлаждаются, конденсируются на их поверхность и по фитилю возвращаются в центр дисков. Для нормального функционирования ячейки и для того чтобы не происходило выброса паров металла за пределы дисков, необходимо выполнение двух условий: во-первых, $D \gg l \gg \lambda$, где λ — длина свободного пробега атомов и, во-вторых, мощность нагрева не должна превышать величину, при которой происходит выброс паров рабочего вещества за пределы дисков. При $D = 100$ мм и $l = 10$ мм, реализованных в данной конструкции, первое условие соответствует давлению буферного газа 10^{-3} мм рт. ст.

Работа тепловых дисков наблюдалась визуально. На периферии дисков хорошо были видны кольцевые зоны конденсации паров натрия, а после выключения источника — зоны сбора исследуемого материала в центральных частях дисков. Напыление паров натрия на окна и внутренние поверхности камеры, которое без буферного газа неизбежно должно бы-

ло бы возникнуть при используемых температурах нагрева, полностью отсутствовало.

4. Исследования с ячейками типа “тепловые диски” выявили два существенных конструктивных недостатка: 1) в центре нижнего диска после того, как металлический натрий расплавлялся, оставалась твердая корочка окислов, которая мешала спектроскопическим измерениям; 2) при нагреве центральной части дисков многослойные фитили, ничем не закрепленные в этих местах, вспучивались, сильно сужая просвет между дисками, что затрудняло проведение измерений и отрицательно сказывалось на рабочих свойствах фитиля.

Для устранения обнаруженных недостатков в конструкцию ячейки были внесены изменения. В центре нижнего диска с внешней стороны помещена камера с отверстием ($\varnothing = 10$ мм) на оси диска, через которое закладывался образец исследуемого материала. Вместо сеток, образующих фитиль, на поверхности дисков методом газодинамического напыления наносился пористый слой нержавеющей стали. Напыленный слой имел размеры пор от 1 до 5 мкм с прозрачностью 15%. Технология изготовления слоя обеспечивала хорошую его смачиваемость.

5. В эксперименте исследовалось изменение формы облака паров между дисками в процессе нагрева ячейки (рис. 2). С этой целью через облако пропусклось сфокусированное длиннофокусной линзой L_1 ($F = 80$ см) лазерное излучение с частотой, настроенной на резонанс с электронным переходом $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ (D_2 -линия) в атоме натрия. Использовался лазер на красителе с перестраиваемой частотой. Диаметр лазерного луча d был гораздо меньше размера облака L . Вдоль луча возникала резонансная флуоресценция. Однако из-за большой плотности паров натрия оптическая длина пробега резонансных фотонов $l_{\text{опт}} \ll L$, так что фотоны резонансной флуоресценции многократно переизлучались в объеме натриевого облака и в эксперименте наблюдалось свечение его границы. Светящаяся граница облака натрия отображалась с помощью линзы L_2 на ФЭУ. Передвигая ФЭУ в плоскости изображения параллельно сфокусированному лучу лазерного излучения, измерялись распределение плотности в слое паров натрия между дисками и зависимость ее от мощности нагрева ячейки.

На рис. 3 приведено изменение сигнала резонансной флуоресценции $J_{\text{РФ}}$ по радиусу дисков ячейки R (нулевое значение отсчитывается от

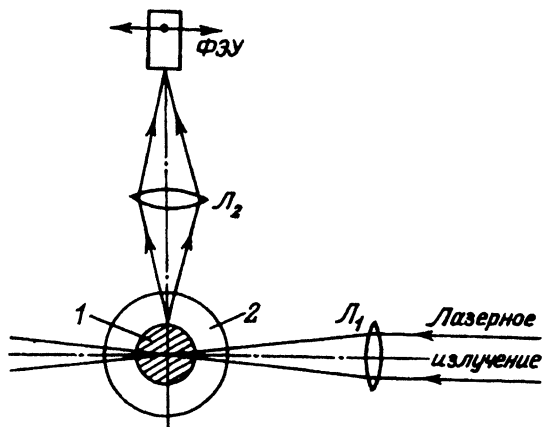


Рис. 2. Схема измерения.

L_1 — фокусирующая линза,
 L_2 — собирающая линза,
 ФЭУ — фотоэлектронный умножитель
 ФЭУ-79,
 1 — облако паров натрия, 2 — ячейка.

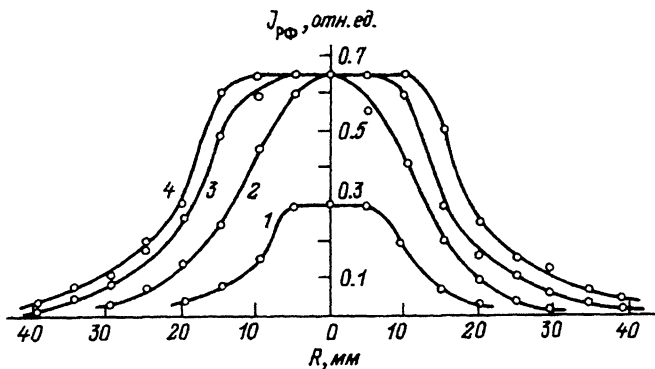


Рис. 3. Изменение сигнала резонансной флуоресценции $J_{рф}$ по радиусу дисков ячейки R .

центра диска) при различных подводимых мощностях нагрева центральной части. Хорошо видно, что в центре между дисками с увеличением мощности нагрева растет плотность атомов (кривые 1,2). Как только плотность атомов становится равной плотности буферного газа, рост амплитуды сигнала флуоресценции прекращается и начинает увеличиваться диаметр слоя, занятого парами натрия (рис. 3, кривые 3,4). В этих экспериментах давление буферного газа было $6-8 \cdot 10^{-2}$ Тор. Это соответствует плотности паров натрия 10^{15} см³ и температуре нагрева 340° С. Температура, измеренная самой близкой к центру термопарой, немного отличается от приведенной выше величины и равна 314° С. Это, вероятно, связано с тем, что термопара закреплена на диске чуть дальше от центра, чем граница облака паров натриевого слоя. Резкий спад плотности свидетельствует о хорошей локализации облака натрия. Как следствие этого после длительной работы источника окна камеры остались чистыми, без следов запыления.

Вскрытие камеры показало, что, судя по количеству натрия, сконденсированного в центральной области дисков, фитиль работал нормально (хорошо возвращал пары натрия из зоны конденсации в центр).

Проведенные исследования позволяют сделать вывод, что источник металлических паров в виде "тепловых дисков" можно успешно использовать в качестве спектроскопической ячейки. Отмеченные выше преимущества ячейки, сделанной на основе "тепловой трубы", дополняются в рассматриваемом типе источника очень нужным свойством — возможностью проводить наблюдения в угле 2π , что расширяет границы применения такого типа источника в физическом эксперименте.

Особенно перспективным использование подобных ячеек может оказаться в таких областях, как спектроскопические исследования металлических паров, в том числе в области вакуумного ультрафиолета [4], исследование резонансной флуоресценции молекул щелочных металлов [5] и, наконец, изучение процессов, происходящих в лазерах на парах металлов [6].

В заключение авторы выражают свою искреннюю признательность О.Ф. Якушеву за полезные обсуждения и внимание к работе.

- [1] Vidal C.R., Cooper J. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 3370–3374.
 [2] Vidal C.R., Haller F.B. // Rev. Sci. Instr. 1971. Vol. 42. N 12. P. 1779–1784.
 [3] Дан П.Д., Рей Д.А. Тепловые трубы. М., 1979. 270 с.
 [4] Ederer D.L., Lucatorto T., Madden R.P. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. P. 1537–1548.
 [5] Hessel M.M. // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 26. P. 215–218.
 [6] Sorokin P.P., Lankard J.R. // J. Chem. Phys. 1971. Vol. 54. P. 2184–2188.

Институт общей физики
Москва

Поступило в Редакцию
27 мая 1992 г.
В окончательной редакции
12 января 1993 г.

05;12
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 8, 1993

МОСТ ВЗАИМОИНДУКТИВНОСТИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДИАМАГНИТНОГО ОТКЛИКА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

А.М.Гришин, В.Ф.Дроботько, В.Д.Стасовский, В.А.Хохлов

Для регистрации перехода в сверхпроводящее состояние и измерения критических параметров высокотемпературных металлоксидных сверхпроводников широко используется простой четырехзондовый метод измерения удельного сопротивления. Однако этот метод имеет ряд существенных недостатков, которые наиболее ярко проявляются при измерении тонких ВТСП пленок. Наличие в образце отдельного сверхпроводящего канала может создать ложное представление об объемной сверхпроводимости пленки [1–3]. Рассчитываемое (на поперечное сечение пленки) значение плотности критического тока оказывается при этом заниженным. Ненадежность этих измерений усугубляется еще и плохим качеством контактов между металлом и оксидным сверхпроводником. Нанесение хороших контактов для ВТСП керамики представляет самостоятельную серьезную технологическую проблему. Поэтому представляется актуальным использование бесконтактных способов измерения магнитной восприимчивости ВТСП материалов. Прежние методы, разработанные применительно к обычным сверхпроводникам, основаны на измерениях взаимной индуктивности [4,5] и резонансной частоты радиочастотного контура [6]. Непосредственное использование этих методов для исследования ВТСП пленок осложняется трудностью обеспечения хорошей индуктивной связи с пленкой. Эта связь определяется коэффициентом заполнения измерительного контура ВТСП пленкой микроволновой толщины. Для обычно используемых цилиндрических катушек этот коэффициент не превышает 10^{-3} – 10^{-4} . Увеличить индуктивную связь с пленкой можно с помощью катушек малой индуктивности. Этот прием используется в резонансных методах, где измеряемый сдвиг частоты резонансного контура прямо пропорционален произведению частоты на коэффициент заполнения сверхпроводящим образцом катушки контура [6]. Однако в этом случае с ростом резонансной частоты возрастает вклад