

Выводы

1. Установлено усиление возмущений после прохождения ударных волн по турбулентному потоку в широком интервале чисел Маха. Коэффициент усиления возрастает с ростом интенсивности ударной волны и убывает с ростом амплитуды возмущений.

2. Исследован механизм расщепления ударной волны при взаимодействии ее с неоднородностью плотности.

3. Экспериментально обнаружено увеличение толщины ударной волны для волн умеренной интенсивности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-01-01638).

ЛИТЕРАТУРА

1. Wintrich H., Merzkirch W. // Proc. 19th Symp. on Shock Waves Marseilles. IV. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1995. P. 319.
2. Briassulis G., Andreopoulos J. // 20th Int. Symp. on Shock Waves. California, 1995. P. 527.
3. Mahesh K., Lele S. K., Moir P. // Ibid. P. 605.
4. Грудницкий В. Г., Прохорчук Ю. А. // ДАН. 1977. 234, № 6. С. 1249.
5. Азарова О. А. // Акустика неоднородных сред. Динамика сплошной среды. 1992. Вып. 105. С. 8.
6. Hesselink L., Sturtevant V. // J. Fluid Mech. 1988. 196. P. 513.
7. Самсонов А. В., Штеменко Л. С., Шугаев Ф. В., Яницкий В. Е. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. № 6. С. 33 (Moscow University Phys. Bull. 1995. N 6).

Поступила в редакцию
16.01.96

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 5

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 541.117

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРИМЕСЬ-ГЕЛИЕВОЙ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ

М. В. Мартыненко *), В. Н. Новиков, А. А. Пельменев *), Е. А. Попов *),
Э. В. Шидов *)

(кафедра физики низких температур)

Описываются результаты первых экспериментов по исследованию теплофизических характеристик примесь-гелиевой твердой фазы (ПГТФ), образующейся при конденсации в сверхтекучем гелии газовой гелиевой струи, содержащей исследуемую примесь. Полученные результаты позволили оценить температуропроводность, теплопроводность и теплоемкость образцов неоновой ПГТФ в интервале температур 2,2—3 К. Оказалось, что полученные значения по порядку величины близки к соответствующим значениям для жидкого гелия HeI.

Введение

При введении нейтральных примесных частиц — атомов, молекул, кластеров в сверхтекучий гелий (HeII) происходит их коагуляция. Впервые такие эффекты наблюдались Шальниковым и сотр. [1, 2]. В 1980-е гг. появились работы, в которых методами молекулярной ди-

*) Институт энергетических проблем химической физики, г. Черноголовка.

наимки рассматривалось поведение одиночных атомов тяжелой примеси, помещенных в жидкий гелий. Было показано, что атомы, такие, например, как Хе, покрываются оболочкой из атомов гелия с образованием прочных примесь-гелиевых кластеров с энтальпией образования ~ 300 К [3]. При использовании методики, основанной на конденсации атомно-молекулярного пучка в сверхтекучем гелии [4], была получена специфическая примесь-гелиевая твердая фаза (ПГТФ) и проведены измерения ее элементного состава для различных примесных центров ($\text{Im}=\text{Ne}, \text{Ar}, \text{Kr}, \text{Xe}, \text{N}, \text{N}_2$). Образцы ПГТФ представляли собой макроскопические полупрозрачные гелеобразные структуры. Оказалось, что это вещество состоит более чем на 90% из атомов гелия и может существовать будучи извлеченным из жидкого гелия, над его поверхностью вплоть до температур $T \approx 7$ К при давлениях 4—760 мм рт. ст. [5—8]. На основании этих измерений, а также данных по ЭПР и оптической спектроскопии атомов азота [8], стабилизированных в ПГТФ, было высказано предположение, что ПГТФ состоит из «смерзшихся» между собой кластеров $\text{Im}(\text{He})_n$ ($n=14-60$), в которых стабилизирующими центрами могут быть одиночные атомы примеси, а также малые кластеры, состоящие из нескольких атомов.

Целью настоящей работы было измерение теплофизических характеристик примесь-гелиевой фазы в интервале температур 2,2—4,2 К.

Экспериментальная методика

Специфика получения образцов ПГТФ методом конденсации газовой струи в HeII делает задачу теплоизоляции ячейки с целью проведения теплофизических измерений достаточно сложной технической проблемой. Поэтому для измерения теплофизических свойств ПГТФ в интервале температур 2,2—4,2 К был предложен оригинальный способ, в котором роль теплоизолирующей среды выполняет нормальный гелий HeI.

Образцы ПГТФ получались методом, подробно описанным ранее [5—8]. В экспериментах, описываемых ниже, в качестве примеси использовались атомы Ne. Гелий-неоновая газовая струя (обычно концентрация Ne была 5—1 ат.%) конденсировалась в стаканчике (рис. 1) со сверхтекучим гелием ($T=1,5$ К). Образцы неоновой ПГТФ накапливались внизу стаканчика, заполняли его дно полностью и имели высоту 2—3 см, были полупрозрачны и студнеобразны. Стаканчик представлял собой дьюаровский стеклянный сосуд с внутренним диаметром 2,8 см и высотой 4,8 см. На дне стаканчика размещались нагреватель сопротивлением 183 Ом, выполненный из константановой проволоки, намотанной на медный диск, и полупроводниковый термометр. Образцы можно

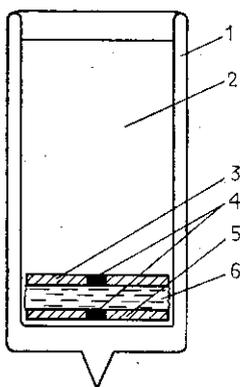


Рис. 1. Схема измерительной ячейки: 1 — стеклянный дьюаровский сосуд, 2 — жидкий гелий, 3 — перемещаемый поршень — медный диск, 4 — полупроводниковые термометры, 5 — медный диск с нагревателем, 6 — исследуемый образец ПГТФ

было уплотнять с помощью другого медного диска, располагавшегося на специальной тяге и вводимого в стаканчик после приготовления образца. На диске был закреплен второй полупроводни-

вый термометр. После уплотнения высота образца обычно составляла $\sim 0,5$ см, что соответствовало объему $\sim 3,4$ см³.

Хорошо известно, что температуропроводность HeI очень низка ($\alpha \approx 5 \cdot 10^{-4}$ см²/с при $T=2,4$ К) и соответственно выравнивание температуры в среде HeI в отсутствие конвекции, например на расстоянии ~ 1 см, происходит за времени $\sim 2 \cdot 10^3$ с. Это позволяло, перекрыв откачку паров гелия из криостата (после достижения давления ~ 4 мм рт. ст. и соответственно температуры HeII в стаканчике и в основном объеме криостата $\sim 1,5$ К) и включив нагреватель в основном объеме криостата, за 300—400 с поднять давление в криостате до 0,5—1 атм. Затем температура жидкого гелия в криостате, определяемая давлением паров, стабилизировалась в диапазоне 3—4,2 К, а температура гелия в стаканчике оставалась низкой, $T \approx 2,18$ К (рис. 2). Из рис. 2 хорошо видно, что до $T \approx T_\lambda$ температура в стаканчике быстро росла и соответствовала температуре криостата. Однако сразу после перехода λ -точки и потери сверхтекучести рост температуры в стаканчике резко замедлялся, несмотря на то, что давление паров гелия продолжало расти. Через ~ 400 с, когда давление в криостате переставало меняться, в стаканчике устанавливался вертикальный градиент температуры от минимальной — на дне, до температуры на поверхности, соответствующей давлению насыщенных паров. Высота уровня жидкого гелия в стаканчике после разогрева обычно была равна 3—4 см. Рост температуры в стаканчике происходил в основном благодаря теплопроводу через свободную поверхность гелия. Так как плотность HeI возрастает с понижением температуры, в стаканчике отсутствовали конвективные потоки и рост температуры на его дне определялся температуропроводностью HeI и был достаточно медленным. Выделение тепла нагревателем приводило, как хорошо видно из рис. 2, к ступенчатому повышению температуры ($\Delta t=10$ с, $\Delta Q=0,35$ Дж).

Эксперименты проводились следующим образом. После приготовления в стаканчике образца ПГТФ температура (давление в криостате) предварительно поднималась и стабилизировалась, после чего исследовался ход температуры при импульсном выделении тепла в нагревателе на дне стаканчика. Контролируя температуру вторым термометром, расположенным на границе образец—HeI, можно было регистрировать прохождение тепла через ПГТФ.

Образцы, исследуемые в таких экспериментах, состояли как из самой ПГТФ, так и из HeI. Однако, как было установлено ранее [8], истинный объем накопленной в HeII примесь-гелиевой твердой фазы составляет $\sim 20\%$ от видимого объема. Поэтому, уменьшая высоту конденсата в ~ 5 раз, можно было надеяться получить образцы, почти на 90% состоящие из ПГТФ, и провести измерения теплофизических свойств этой фазы. Кроме этого хорошо известные теплофизические характеристики HeI легко могут быть учтены при анализе экспериментальных данных.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Типичная термограмма, снятая термометром, расположенным рядом с нагревателем, при подаче на него импульса тока ($\Delta t=20$ с, $\Delta Q=0,7$ Дж) при температуре образца 2,2 К показана на рис. 3. В отличие от четкой ступеньки, наблюдаемой в случае чистого HeI, присутствие в стаканчике образца ПГТФ приводит к существенным локальным перегревам в области выделения тепла, а также к медленному «рассея-

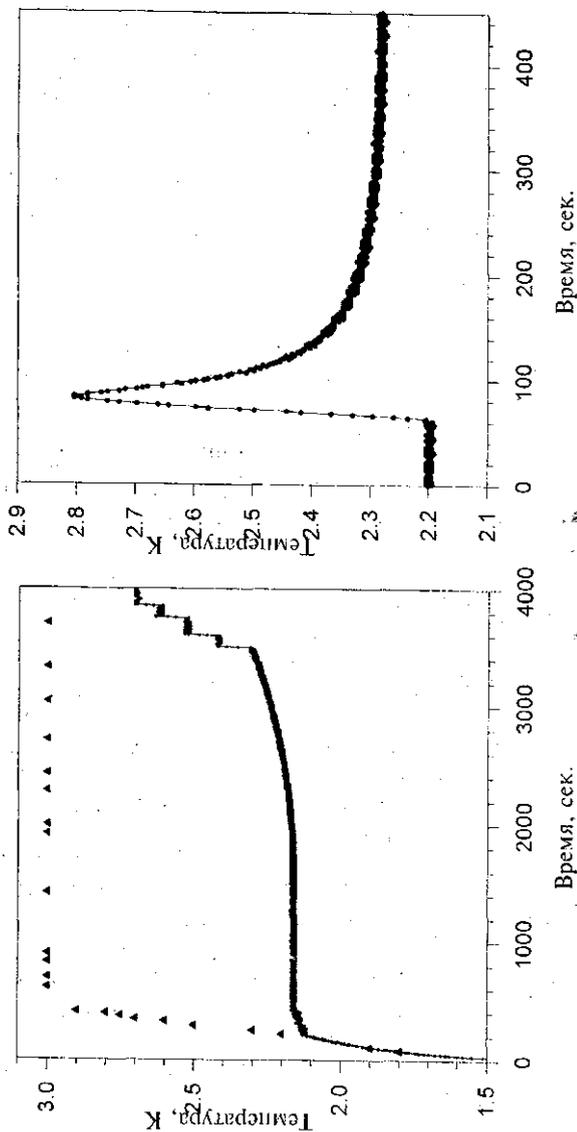


Рис. 2

Рис. 2. Изменение температуры на дне измерительной ячейки (кружочки). Ступенчатое повышение температуры после 3500 с связано с импульсным выделением тепла нагревателем на дне ячейки. Треугольниками обозначена температура гелия в основном объеме криостата, соответствующая равновесному давлению паров гелия

Рис. 3

Рис. 3. Изменение температуры образца неоновой ПГТФ при выделении импульса тепла (термометр расположен рядом с нагревателем)

нию» тепла в объеме ПГТФ после выключения тока. Спадание температуры хорошо описывается экспоненциальным законом, причем температура образца после протекания релаксационных процессов, как видно из рис. 3, возрастала на $\sim 0,08$ К. Последующие выделения тепла приводили к дальнейшему прогреву образцов ПГТФ, при этом наблюдались аналогичные перегревы с последующей медленной релаксацией температуры.

Необходимо отметить, что с повышением температуры образца характерное время релаксации температуры уменьшается. Так, при $T \approx 2,2$ К это время равно ~ 50 с, а при $T \approx 2,6$ К — уже ~ 20 с. После нагрева образца можно было, откачав пары гелия и понизив температуру до $\sim 1,5$ К, снова повторить процедуру разогрева. Оказалось, что отжиг неоновой ПГТФ до $T < 3,2$ К не влияет на характерное время спадания температуры. Однако при отжиге до более высоких T это время существенно уменьшалось. При $T \sim 2,2$ К после предшествующего отжига до $T = 4,2$ К характерное время спада температуры составляло ~ 10 с и уже мало менялось при дальнейшем повышении температуры образца.

Типичная термограмма, получаемая в экспериментах с двумя термометрами, расположенными на расстоянии 0,5 см, при подаче на нагреватель импульса тока ($\Delta t = 20$ с, $\Delta Q = 0,7$ Дж), приведена на рис. 4. Хорошо видно, что при нагревании скорость роста температуры на первом термометре, расположенном рядом с нагревателем, после ~ 9 с уменьшается, при этом второй термометр начинает показывать возрастание температуры, свидетельствующее о том, что тепло от нагревателя дошло до границы образец—HeI и в процесс теплопередачи «включился» объем HeI над образцом. При этом очевидно, что среда HeI обладает лучшими теплопроводящими характеристиками, чем ПГТФ. После выключения нагревателя температура на первом термометре падает, а на втором продолжает расти до тех пор, пока не установится некоторая равновесная температура, которая, как

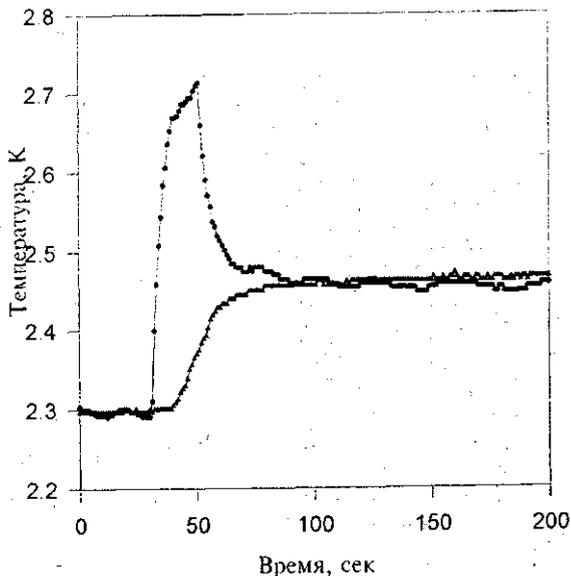


Рис. 4. Термограмма разогрева образца неоновой ПГТФ при выделении импульса тепла (условия см. в тексте). Кружочки и треугольники — показания термометра, находящегося соответственно на нагревателе и на границе образец ПГТФ—жидкий гелий

хорошо видно из рис. 4, выше первоначальной на $\sim 0,16$ К. Аналогичные термограммы получаются и при последующих выделениях тепла.

Из приведенных выше экспериментальных результатов следует, что ПГТФ обладает относительно низкой температуропроводностью. Для оценки коэффициента температуропроводности был использован метод, описанный в [9]. На нагреватель подавались прямоугольные импульсы

тока $I=3$ мА с периодом 200 с. При этом оба термометра соответственно регистрировали повышение и понижение температуры. Эти эксперименты проводились в диапазоне $T=2,2-3$ К. На первом термометре регистрировался искаженный меандр, а на втором, удаленном на 0,5 см от нагревателя, он превращался в синусоиду. Из сравнения формы и амплитуды колебаний температуры на термометрах, используя расчеты и графики, приведенные [9], можно было оценить коэффициент температуропроводности ПГТФ: $\alpha \leq 2 \cdot 10^{-4}$ см²/с. Это значение хорошо согласуется с отмеченным ранее фактом замедления темпа роста температуры (см. рис. 3) при «включении» в процесс теплопередачи объема HeI. Для HeI при $T \approx 2,4$ К $\alpha \approx 5,4 \cdot 10^{-4}$ см²/с.

Определение теплоемкости образцов в обычных калориметрических ячейках проводится путем измерения изменения температуры при выделении в ячейке известного количества тепла. В принципе, в наших экспериментах, как хорошо видно из рис. 3 и 4, импульс тепла также приводит к повышению температуры в ячейке. Однако выделяемое нагревателем тепло уходит не только на нагрев образца ПГТФ, но также на нагрев HeI, находящегося выше образца. В принципе, зная распределение температуры HeI по высоте стаканчика и фиксируя изменение этого распределения при выделении импульса тепла, можно вычислить количество тепла, ушедшего на разогрев образца ПГТФ. Такие измерения с одновременным контролем температуры HeI в стаканчике третьим термометром планируется провести в ближайших экспериментах.

Тем не менее уже на основании полученных в экспериментах с двумя термометрами результатов можно дать оценку теплоемкости ПГТФ. Как хорошо видно из рис. 4, тепло, выделяемое нагревателем, достигает границы образец ПГТФ—HeI с некоторой задержкой Δt , в данном случае через $\Delta t \approx 9$ с после включения тока. Следовательно, все тепло, выделенное нагревателем за это время, фактически пошло на разогрев только образца ПГТФ. В образце при этом устанавливается некоторый градиент температуры, определяемый коэффициентом температуропроводности. Если представить себе, что образец полностью теплоизолирован, то выравнивание этого градиента температуры привело бы к возрастанию температуры образца на некоторую величину ΔT , которую легко можно оценить, используя расчеты, приведенные в [9]. Таким образом, измеряя величину перегрева и время запаздывания Δt , вычисляя по этим данным ΔT и ΔQ , можно оценить теплоемкость образца.

Необходимо только отметить, что термометр не находился в непосредственном контакте с нагревателем (по оценкам, был на расстоянии $\sim 0,05$ см); с учетом этого факта, а также малости коэффициента температуропроводности ПГТФ и достаточно интесивных тепловых потоков, использовавшихся в экспериментах, можно заключить, что фактические перегревы поверхности образцов ПГТФ, контактирующих с нагревателем, были выше, чем регистрируемые термометром. Оценки, проведенные на основании расчетов и таблиц [9], показали, что измеряемые термометром перегревы могли быть ниже реальных в 2—3 раза. Именно этим определялась малая точность приводимых ниже оценок.

В случае неоновой ПГТФ в диапазоне температур 2,2—3 К теплоемкость образцов можно было выразить в следующем виде:

$$C = A / (V\rho) \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{К}),$$

где $A=1,3$ — константа, определенная с ошибкой $\sim 100\%$ из величин ΔT и ΔQ , $V=3,4$ см³ — объем образца, ρ — плотность образца в г/см³. Отсюда следует, что теплоемкость единицы объема неоновой ПГТФ равна 0,35 Дж/(см³·К), что близко к теплоемкости HeI при $T \approx 2,4$ К.

Учитывая, что температуропроводность ПГТФ не превышает $2 \cdot 10^{-4}$ см²/с, для коэффициента теплопроводности k в этом случае можно записать

$$k = \alpha C_p \leq 2 \cdot 10^{-4} \cdot 1,6/3,4 = 0,94 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/(см} \cdot \text{К)},$$

что по порядку величины сравнимо с теплопроводностью HeI.

Для вычисления удельной теплоемкости необходимо знать плотность образцов ПГТФ. Будем считать, что образцы после их прессования состояли в основном ($\sim 90\%$) из ПГТФ. Кроме этого из результатов предыдущих экспериментов [8] следует, что в 1 см³ образца ПГТФ, полученного конденсацией в HeII неон-гелиевой струи, содержится $\sim 1,4 \cdot 10^{21}$ атомов Ne, это соответствует плотности примесных атомов Ne $\sim 0,0468$ г/см³. Для оценки плотности гелия в ПГТФ необходимо учесть, что первый слой атомов гелия вокруг атома Ne имеет существенно более высокую плотность, чем в объеме жидкого гелия, за счет локализации атомов гелия в поле ван-дер-ваальсовых сил примесного центра. По расчетам [10] в первой координационной сфере атома Ne, содержащей 12 атомов гелия, плотность равна 0,319 г/см³. Во втором слое плотность уже мало отличается от плотности жидкого гелия и равна 0,146 г/см³. Таким образом, с учетом частичного «затвердевания» гелия вокруг атомов Ne определенная нами средняя плотность ПГТФ составила 0,249 г/см³. Пользуясь этим значением, получаем для теплоемкости ПГТФ $\sim 1,5$ Дж/(г·К). Эта величина теплоемкости получена при давлении в гелиевом кристате 1 атм.

Необходимо отметить, что приведенные выше оценки плотности примесных частиц и гелия в образцах ПГТФ дают стехиометрическое отношение количества атомов He к количеству атомов Ne в ПГТФ на $\sim 50\%$ больше приведенного в работе [8]. Это связано с тем, что в [8] удельный объем одного атома гелия принимался равным величине, характерной для жидкого гелия.

Заключение

Факт «затвердевания» жидкого гелия в ближайшем окружении «тяжелой» примеси, введенной в объем жидкого гелия, не вызывает сомнений, и в настоящее время широко исследуется экспериментально [8, 11] и теоретически [3, 10].

Проведенные первые эксперименты по исследованию теплофизических характеристик примесь-гелиевой твердой фазы позволили оценить температуропроводность, теплопроводность и теплоемкость образцов неоновой ПГТФ. Оказалось, что полученные значения по порядку величины более близки к значениям для жидкого гелия, чем для твердого. Поэтому вопрос о структуре комплексов типа $\text{Im}(\text{He})_n$, а также о теплофизических свойствах макрообъектов, таких, как ПГТФ, построенных из этих комплексов, требует дальнейшего исследования.

На основе приведенных выше результатов можно отметить, что по теплофизическим характеристикам ПГТФ лежит ближе всего к таким объектам, как заполненные жидким гелием вихор и различные аэрогели с суммарным объемом пор, достигающим 90—98% [12]. Последние активно используются в настоящее время как модельные объекты для исследования сверхтекучести ⁴He в системах пониженной размерности [13].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-04928).

ЛИТЕРАТУРА

1. Савич П., Шальников А. И.//J. Phys. 1946. 10. P. 299.
2. Абрикосова И. И., Шальников А. И.//Приб. и техн. эксперимента. 1970. 2. С. 242.
3. Kuerten K. E., Clark J. W.//Phys. Rev. 1985. B32, N 5. P. 2952.
4. Гордон Е. Б., Межов-Деглин Л. П., Пугачев О. Ф.//Письма в ЖЭТФ. 1974. 19. С. 63.
5. Гордон Е. Б., Пельменев А. А., Попов Е. А. и др.//Физ. низ. температур. 1989. 15. С. 86.
6. Gordon E. B., Khmelenko V. V., Pelmenev A. A. et al.//Chem. Phys. Lett. 1989. 155. P. 301.
7. Болтнев Р. Е., Гордон Е. Б., Крушинская И. Н. и др.//Физ. низ. температур. 1992. 18, № 8. С. 819.
8. Gordon E. B., Khmelenko V. V., Pelmenev A. A. et al.//Chem. Phys. 1993. 170, N 3. P. 411.
9. Карлслюй Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., 1964.
10. Dalfovo F.//Z. f. Phys. D. 1994. 29. P. 61.
11. Frochtenicht R., Toennies J. P., Vilesov A.//Phys. Rev. Lett. 1995. 30. P. 234.
12. Wong G. K. S., Crowell P. A., Cho H. A., Reppy J. D.//Phys. Rev. 1993. B48, N 6. P. 3858.
13. Crowell P. A., Reppy J. D., Mukherjee S. et al.//Phys. Rev. 1995. B51, N 18. P. 721.

Поступила в редакцию
26.01.96

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 5

УДК 546.814—31

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ СТРУКТУР ДЛЯ ГАЗОВЫХ СЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК SnO_2 , ЛЕГИРОВАННЫХ МЕДЬЮ И НИКЕЛЕМ

Б. А. Акимов, А. М. Гаськов, М. Лабо *), М. М. Осипова, М. Н. Румянцева, Л. И. Рябова

(кафедра физики низких температур; кафедра неорганической химии)

Электропроводность структур на основе пленок SnO_2 , легированных Си и Ni, исследована в области температур 100—300 К. Установлено, что легирование приводит к возрастанию сопротивления R . В слабо легированных пленках энергия активации проводимости совпадает с энергией ионизации вакансии кислорода $E_a \approx 130$ мэВ. Определено влияние контактов на вид вольт-амперных характеристик структур.

Для определения концентрации в атмосфере ряда токсичных газов в настоящее время широко используются относительно простые твердотельные резистивные датчики на основе поликристаллических пленок SnO_2 . Основные характеристики датчика (селективность, быстродействие, чувствительность, временная стабильность и др.) в существенной степени определяются структурой и морфологией чувствительного элемента. Важными параметрами являются толщина пленки, размер зерен, вид легирующих добавок. Тем не менее в ряде случаев на основные параметры датчика оказывают существенное влияние материалы подложки, переходных слоев и контактных площадок [1]. Поскольку оптимизация параметров датчиков и решение новых технических задач невозможны без глубокого понимания физики процессов, изучению механизмов газовой чувствительности различного типа твердотельных сенсоров посвящено достаточно большое количество работ (см. обзоры [2, 3]).

*) Национальный политехнический институт г. Гренобля, Франция.