

4) Разделить диапазон размеров капель от $d=0$ до $d=d_{max}$ на j_{max} интервалов с шагом Δd_j .

При этом d_{max} может быть либо определен по методике Б.В. Раушенбаха, либо, в первом приближении для обычных условий основного периода впрыскивания топлива с учётом экспериментальных данных, принят в пределах 70...100 мкм.

5) Для каждого j -го интервала (размерной группы капель) со средним диаметром капель d_j вычислить по уравнению (2) массовые доли капель, размер которых меньше или равен $d_j + \Delta d_j / 2$ и $d_j - \Delta d_j / 2$.

Принять, что при текущей скорости истечения доля капель $S_{3(d_j + \Delta d_j / 2)} - S_{3(d_j - \Delta d_j / 2)}$ имеет диаметр d_j .

6) Ввиду принятого допущения считать, что средний объемно-поверхностный диаметр (диаметр по Заутеру) d_{32} для рассматриваемой размерной группы капель:

$$d_{32} = d_j^3 / d_j^2 = d_j.$$

7) Вычислить начальную радиальную скорость капель диаметра d_{32} по выражению, аналогичному (1):

$$w_{ky} = K'_w \sqrt{\sigma_f / (\rho_f d_{32})},$$

где K'_w — коэффициент, определяемый с учётом характера реального распределения частиц различных размеров в поперечном сечении топливной струи. Указанное распределение может быть принято по экспериментальным данным [5].

Итак, главная особенность предложенной методики расчета распада состоит в том, что наряду с дисперсностью распыливания топлива она дает возможность оценки начальной радиальной скорости капель, образующихся при распаде.

Представленная в данной статье физическая картина распада струи и разработанная на ее основе методика расчета позволяют определить пути целенаправленного воздействия на процесс распыливания, обеспечивающего высокое качество смесеобразования и сгорания в дизеле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скоморовский С.А. Гидродинамика течения топлива в сопловых каналах дизельной форсунки и её влияние на структуру топливного факела: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — Л.: ЦНИДИ, 1988. — 18 с.
2. Гаврилов В.В., Скоморовский С.А. Влияние вихревой кавитации на распыливание топлива в дизелях // Вестник Комсомольского-на-Амуре гос. техн. ун-та. — 1995. — Вып. 1, сб. 2. — С. 54–60.
3. Лебедев О.Н. К вопросу о распыливании топлива дизельными форсунками // Изв. Сиб. отд. АН СССР, сер. техн. наук. — 1977. — Вып. 1. — № 3. — С. 40–44.
4. Лебедев О.Н. Исследование некоторых вопросов смесеобразования в судовых четырёхтактных дизелях. — Новосибирск: НИИВТ, 1970. — 94 с.
5. Камимото Т., Мацуока Ш., Сугияма Х., Аояги Х. Исследование процесса испарения распыленного топлива в дизеле // Нихон кикай гаккай рамбунсю. — 1974. — Т. 40. — № 339. — С. 3206–3223.

УДК 621.184.3

МЕТОДИКА РЕНТГЕНОМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ВНУТРИСТРУКТУРНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

Л.Л. Любимова

Томский политехнический университет
E-mail: aleks@ped.tpu.ru

Представлена методика обработки дифракционных рентгеновских линий, вид аппроксимирующих функций и экспериментальные результаты измерения внутренних зональных и внутризеренных напряжений в стенке трубы пароперегревателя из стали Ди-82-Ш энергетического котла в температурном диапазоне от 48 до 700 °С, позволяющие установить характерные температуры, способные привести к внутризеренному растрескиванию, и выделить точное значение эквивалентной температуры перехода к магистральному трещинообразованию. Указывается на возможность использования полученных результатов для целей диагностики температурных диапазонов жаропрочности и жаростойкости энергетических сталей.

Введение

Актуальность исследований причин внезапного хрупкого разрушения энергетических стальных труб не снимается наряду с определением величины разрушающего напряжения свыше 50 лет [1]. В ряде ра-

бот обращается внимание на низкий уровень внешних растягивающих напряжений разрушения металла ($\sigma_p = 0,5\sigma_{0,2}$) [2].

Прочностные свойства сталей связывают с высокими уровнями внутренних остаточных напряже-

ний [3], которые при совпадении с внешними растягивающими напряжениями могут привести к трещинообразованию, разрушению изделия и уменьшению его коррозионной стойкости [4].

Однако и отсутствие внутренних напряжений, если вспомнить явление релаксации, приводит к процессам ползучести и формоизменения с потерей эксплуатационных свойств изделия.

Необходимость знания уровней разрушающих напряжений привела к появлению большого количества работ, направленных на формирование в сталях различных микроструктур отпуска после закалки и их исследование. Приведем, в частности, некоторые типичные результаты исследований: лучшие характеристики достигаются при формировании однородных структур мартенсита с равномерным распределением карбидов [2]; в ферритно-бейнитной структуре развитие трещин происходит быстрее, чем в ферритно-карбидной структуре [5]; в бейните трещина носит магистральный характер, в феррите возникает несколько трещин сразу по нескольким границам [6]; чем крупнее зерно, тем более склонна сталь к коррозионному растрескиванию [7] и т.д. Общая тенденция здесь видна — отсутствует решающий критерий, ответственный за разрушение. Кроме того, все исследования обычно проводятся на "холодных" образцах стали после соответствующей термообработки, данные же о поведении стали при служебных температурах практически отсутствуют.

В развитии этой проблемы определенную роль может сыграть метод высокотемпературной рентгенометрии, позволяющий фиксировать структурные превращения непосредственно при температурах этих превращений и устанавливать изменение схемы действующих внутривидовых напряжений, обусловленных микроструктурными изменениями, и выбранных в данной работе за критериальный параметр разрушения.

Методика определения внутривидовых напряжений

При рентгеновской съемке образцов возникает явление дифракции рентгеновских лучей, регистрируемое в виде дифракционной картины, представляющей собой набор дифракционных линий (пигов), характерных только для данного материала и конкретного его состояния. Возникновение каждой из дифракционных линий отвечает уравнению Вульфа-Брэгга:

$$n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin \theta,$$

где λ — длина волны используемого излучения; d — межплоскостное расстояние; θ — угол дифракции (максимум или центр тяжести дифракционной линии); n — порядок отражения.

Таким образом, наблюдаемыми в рентгеновском эксперименте величинами являются: дифракционные линии, угол дифракции θ каждой из них, интенсивность линий и ширина профиля линий. Экс-

периментальный профиль рентгеновской линии обусловлен геометрическим фактором (вид линии, ее ширина, интенсивность зависят от условий рентгеновской съемки) и физическим фактором (вид линии, ее ширина и интенсивность зависят от внутренних напряжений и дисперсности частиц). Если из экспериментально наблюдаемого профиля исключить геометрический фактор, то фактический или физический профиль линии своей формой будет обязан только лишь свойствам самого исследуемого образца. Поэтому профиль наблюдаемой линии является функцией свойств и состояния материала.

В частности, физическая ширина дифракционной линии β обуславливается размерами кристаллитов образца D в соответствии с выражением Шерпера-Селякова-Брэгга [8–10]:

$$D = \frac{\lambda}{\beta_1 \cos \theta}, \quad (1)$$

где β_1 — часть физического уширения дифракционной линии, обусловленная размерами кристаллитов (условное обозначение для этого случая m -уширение); D — размер кристаллитов.

Общее физическое уширение дифракционной линии, кроме размеров кристаллитов, зависит от внутренних микронапряжений σ в исследуемом образце [8–10]:

$$\sigma = \frac{\beta_2}{4 \tan \theta} E, \quad (2)$$

где E — модуль нормальной упругости; β_2 (или n -уширение) — часть физического уширения дифракционной линии, обусловленная микронапряжениями.

При этом в выражениях (1, 2) за β_1 принимается часть физического уширения дифракционной линии, обусловленная размерами кристаллитов для одной дифракционной линии m_1 , а за β_2 — часть физического уширения дифракционной линии, обусловленная микронапряжениями для второй линии n_2 , так что выражения (1, 2) в окончательном варианте имеют вид [8]:

$$D = \frac{0,94\lambda}{m_1 \cdot \cos \theta_1}, \quad (3)$$

$$\sigma = \frac{n_2}{4 \tan \theta_2} E. \quad (4)$$

Из выражений (3, 4) следует, что для установления размеров кристаллитов и среднего уровня внутренних микронапряжений необходимо:

- определить распределение интенсивности в экспериментальном профиле двух дифракционных линий для исследуемого образца и образца сравнения;
- выделить истинное физическое уширение профиля каждой линии для исследуемого образца, исключая влияние геометрического фактора;

- произвести оценку вклада в истинное физическое уширение каждой линии анализируемого образца от дисперсности (m_1 и m_2) и от микронапряжений n_1 и n_2 , т.е. установить раздельное влияние дисперсности и микронапряжений на физическое уширение профиля каждой дифракционной линии.

Выделение истинного физического уширения профиля дифракционной линии β не может быть осуществлено простым вычитанием из ширины исследуемого образца B_o ширины σ_o стандартного образца, т.к. соотношение между этими величинами дается сложным выражением [8]:

$$B_o = \frac{\sigma_o \cdot \beta}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \cdot F(x) dx},$$

где $f(x)$ – функция, описывающая истинное распределение интенсивности в линии стандартного вещества; $F(x)$ – функция распределения интенсивности в линии исследуемого вещества.

Во многих случаях распределение интенсивности в профиле дифракционных линий аппроксимируется гладкими функциями вида: $\exp(-ax^2)$ – рас-

пределение Гаусса, $\frac{1}{(1+\alpha x^2)}$ – распределение

Коши, и промежуточным распределением – $\frac{1}{(1+\alpha x^2)^2}$ – функция Фойгта [9].

Вид функции истинного физического уширения дифракционной линии не известен, и теоретические основания для данного выбора отсутствуют [11].

Вид аппроксимирующей функции можно обосновать, базируясь на экспериментальных данных. Для этого профиль дифракционной линии по оси "x" (абсцисс) разбивается на произвольные равные отрезки, для каждого из которых измеряется интенсивность дифракционной линии, т.е. ордината "y". После чего строится график в координатах $\ln y = f(x^2)$

для функции $\exp(-ax^2)$; $\frac{1}{y} - 1 = f(x^2)$ для функции

$\frac{1}{(1+\alpha x^2)}$ и $\frac{1}{\sqrt{y}} - 1 = f(x^2)$ для функции

$\frac{1}{(1+\alpha x^2)^2}$ [9, 11], (рис. 1).

Лучшей аппроксимирующей функцией может быть принята та, для которой график, построенный в спрямленных осях по экспериментальным точкам, наиболее близок к прямой линии, т.е. у которой выше коэффициент корреляции [9], на рис. 1 это функция Фойгта. Формулы для расчета истинной ширины линий при различных видах функций распределения интенсивности представлены в таблице.

Полученное указанным способом истинное физическое уширение экспериментальной дифракционной линии связано с m -уширением и n -уширением выражением [8]:

$$\beta = \frac{n \cdot m}{\int_{-\infty}^{+\infty} N(x) \cdot M(x) dx}, \quad (5)$$

где $N(x)$ – функция микродеформаций решетки (микронапряжений); $M(x)$ – функция дисперсности; n - и m -уширения, обусловленные микронапряжениями и дисперсностью соответственно.

Для металлов с кубической структурой функции $N(x)$ и $M(x)$ аппроксимируются выражениями [9]:

$$M(x) = \frac{1}{1+\alpha x^2}, \quad N(x) = \frac{1}{(1+\alpha x^2)^2}.$$

Подстановка этих выражений в (5) дает следующую зависимость [8, 9]:

$$\beta = \frac{(m+2n)^2}{m+4n}.$$

Это уравнение с двумя неизвестными разрешается при использовании двух дифракционных линий рентгенограммы, для которых [8–10]:

$$\beta_1 = \frac{(m_1+2n_1)^2}{m_1+4n_1}; \quad \beta_2 = \frac{(m_2+2n_2)^2}{m_2+4n_2};$$

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} = r; \quad \frac{n_2}{n_1} = \frac{\tan \theta_2}{\tan \theta_1} = s.$$

Совместное решение данных уравнений приводит к следующим зависимостям для вычисления раз-

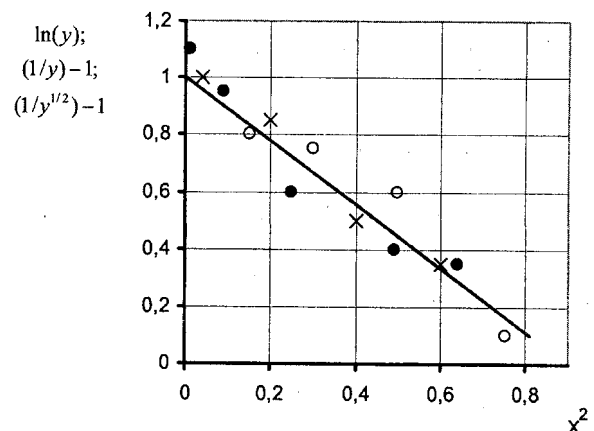


Рис. 1. Определение вида аппроксимирующей функции:

○ – $\ln y \sim f(x^2)$ для функции Гаусса e^{-ax^2} ;

● – $\frac{1}{y} - 1 \sim f(x^2)$ для функции Коши $\frac{1}{(1+\alpha x^2)}$;

× – $\frac{1}{\sqrt{y}} - 1 \sim f(x^2)$ для функции Фойгта $\frac{1}{(1+\alpha x^2)^2}$

Таблица. Формулы для расчета истинной ширины линий [10]

№	Стандартная $f(x)$	Истинная $F(x)$	Формулы для вычисления истинной ширины линий
1	$\exp(-\alpha^2)$	$\exp(-\alpha^2)$	$\frac{\beta}{B_0} = \sqrt{1 - \left(\frac{a_0}{B_0}\right)^2}$
2	$\frac{1}{(1+\alpha^2)^2}$	$\frac{1}{(1+\alpha^2)}$	$\frac{\beta}{B_0} = \frac{1}{2} \left(1 - 4 \frac{a_0}{B_0} + \sqrt{8 \frac{a_0}{B_0} + 1} \right)$
3	$\frac{1}{(1+\alpha^2)}$	$\frac{1}{(1+\alpha^2)^2}$	$\frac{\beta}{B_0} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a_0}{B_0} + \sqrt{1 - \frac{a_0}{B_0}} \right)$
4	$\frac{1}{(1+\alpha^2)}$	$\frac{1}{(1+\alpha^2)}$	$\frac{\beta}{B_0} = 1 - \frac{a_0}{B_0}$

дельного влияния n - и m -уширений на профиль дифракционной линии:
для первой линии [8]:

$$\frac{m_1}{\beta_1} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4n_1}{\beta_1} + \sqrt{\frac{8n_1}{\beta_1} + 1} \right), \quad (6)$$

$$\frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{\left\{ 0,5 \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \cdot \left(1 - \frac{4n_1}{\beta_1} + \sqrt{\frac{8n_1}{\beta_1} + 1} \right) + \frac{2n_1}{\beta_1} \cdot \frac{\operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg} \theta_1} \right\}^2}{0,5 \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \cdot \left(1 - \frac{4n_1}{\beta_1} + \sqrt{\frac{8n_1}{\beta_1} + 1} \right) + \frac{4n_1}{\beta_1} \cdot \frac{\operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg} \theta_1}}, \quad (7)$$

для второй линии [10]:

$$\frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{\frac{1}{2r} \cdot \left(1 - \frac{4n_2}{\beta_2} + \sqrt{\frac{8n_2}{\beta_2} + 1} \right) + \frac{4n_2}{\beta_2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \theta_2}}{\left[\frac{1}{2r} \cdot \left(1 - \frac{4n_2}{\beta_2} + \sqrt{\frac{8n_2}{\beta_2} + 1} \right) + \frac{2n_2}{\beta_2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \theta_2} \right]^2}. \quad (8)$$

При этом из выражений (1–4) следует, что если расширение интерференционных линий обусловлено только измельчением зерен, то отношение этих уширений равно отношению косинусов линий [8–10]:

$$\frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{m_2}{m_1} = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2}, \quad (9)$$

а если расширение линий вызвано только микронапряжениями, то

$$\frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg} \theta_1}. \quad (10)$$

Если же расширение дифракционных линий вызвано и тем, и другим факторами одновременно, то отношение β_2/β_1 будет иметь промежуточное значение между отношением косинусов и тангенсов:

$$\frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} < \frac{\beta_2}{\beta_1} < \frac{\operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg} \theta_1}. \quad (11)$$

В зависимости от экспериментальной величины этого соотношения расчет размера зерен и микродоформаций следует проводить либо по формуле (3), либо (4). Если это соотношение занимает промежу-

точное положение, то необходимо разделить эффекты блочности и микронапряжений [8].

Таким образом, задача определения размеров кристаллитов и внутренних микронапряжений II рода сводится:

- к получению экспериментальных профилей двух дифракционных анализируемых линий;
- к выбору вида одной из аппроксимирующих функций (таблица);
- к выбору вида выражения для расчета истинного физического уширения каждой из анализируемых линий и к их расчету по установленной зависимости (таблица);
- к установлению экспериментального (рабочего) отношения уширений первой и второй дифракционных линий β_2/β_1 ;
- к необходимости произвести учет отдельного влияния на уширение линии от дисперсности и микроискажений, т.е. установить величины m_1 , n_1 и m_2 , n_2 , если найденное отношение β_2/β_1 находится в интервале значений (11).

Для этого в выражении (6) задаются значениями n_1/β_1 , равными 0; 0,1; 0,2; 0,3 и т.д., и вычисляют значения m_1/β_1 . Те же значения n_1/β_1 подставляются в выражение (7), откуда определяют отношения β_2/β_1 . По экспериментальной величине β_2/β_1 можно определить часть уширения m_1/β_1 для первой линии, ответственной за дисперсность [8, 10], и вычислить размер кристаллитов по формуле (3). Величину микронапряжений определяют обычно по линиям с большими индексами интерференции [8, 10]. Для этого в выражении (8) задаются значениями n_2/β_2 , равными 0; 0,1; 0,2; 0,3 и т.д., и вычисляют отношения β_2/β_1 . Зная рабочее отношение β_2/β_1 , определяют величину n_2/β_2 и по выражению (4) находят микроискажения и напряжения σ .

Экспериментальные результаты

Экспериментальные результаты, полученные по предлагаемой методике, приведены на рис. 2, 3 для перспективной энергетической стали мартенситно-ферритного класса Ди-82-Ш.

Из приведенных графиков следует, что:

- методика рентгенометрического анализа внутрискруктурных напряжений позволяет устанавливать температуры, при которых критериальный параметр – внутренние напряжения – достигает предельной величины;
- предельная величина внутренних микронапряжений достигается при температуре 400 °С и составляет 800 МПа, рис. 2, что превосходит временное сопротивление ($\sigma_b=520$ МПа) для данной температуры, являющейся эксплуатационно-опасной с точки зрения бездеформационных хрупких внутризеренных разрушений;
- предельная величина внутренних зональных напряжений 340 МПа, рис. 3, равна временному сопротивлению ($\sigma_b=340$ МПа) и достигается при

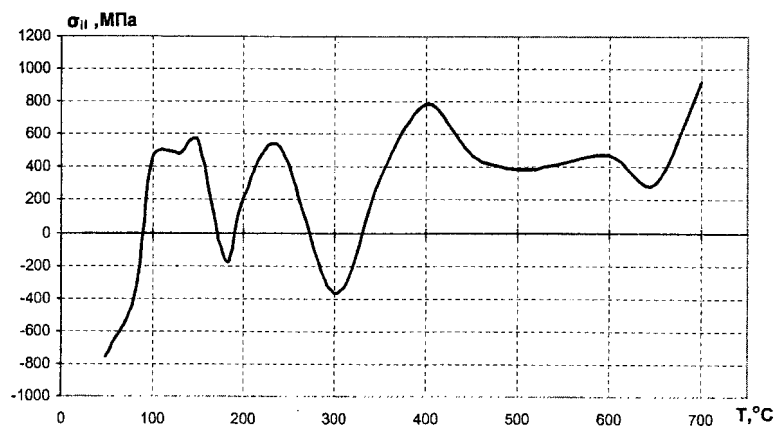


Рис. 2. Зависимость средних внутренних микронапряжений II рода альфа-фазы стали Ди-82-Ш от температуры. Первый термоцикл

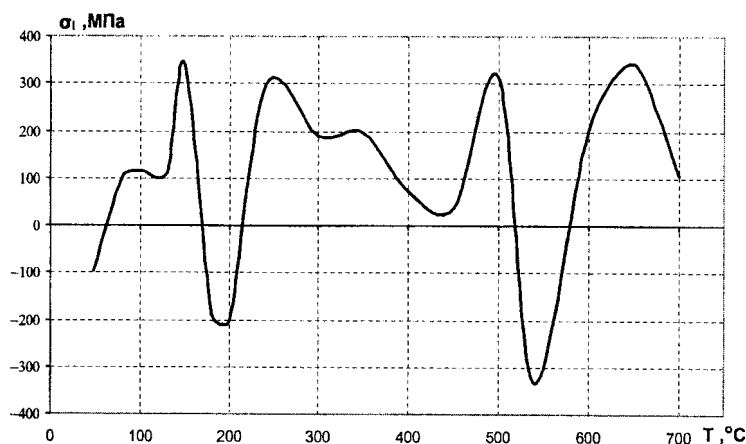


Рис. 3. Зависимость средних внутренних зональных макронапряжений I рода альфа-фазы стали Ди-82-Ш от температуры. Первый термоцикл

температуре 650 °С, находящейся в диапазоне температур длительной эксплуатации (580...680 °С) для данной стали, что может привести к межзеренному трещинообразованию и снижению предела длительной прочности;

- эквикогезивная температура, ниже которой возможны локальные межкристаллитные надрывы, а выше — транскристаллитные разрушения, составляет 580 °С.

Вывод

Методика рентгенометрического анализа внутрискриптурных напряжений позволяет устанавливать температуры, при которых критериальный параметр — внутренние напряжения — достигает предельной величины, и тем самым выявить ограничения по выбору материалов и рабочих температур эксплуатации сталей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Атомный механизм разрушения / Пер. с англ. под ред. М.А. Штремеля. — М.: Гос. науч.-технич. изд-во по цветной и черной металлургии, 1963. — 661 с.
2. Ильина В.П., Троицкая В.А. Влияние структурного состояния на склонность к коррозионному растрескиванию стали 38Х5МСФА // Металловедение и термическая обработка металлов. — 1994. — № 1. — С. 20.
3. Москвин Л.Н., Ефимов А.А., Шерман Я.И., Федорова Т.И. Влияние локальных микропластических

деформаций на коррозионное растрескивание стали 08Х18Н10Т // Теплоэнергетика. — 1987. — № 7. — С. 56.

4. Гуляев А.П. Металловедение: Учебник для вузов. — 6-е изд., перераб. и доп. — М.: Металлургия, 1986. — 544 с.
5. Минц И.И., Воронкова Л.Е. К вопросу о возможности временной эксплуатации поврежденных порами ползучести гибов паропроводов тепловых электростанций // Металловедение и термическая обработка металлов. — 1998. — № 8. — С. 21.

6. Верещагин Ю.П., Гриневский В.В., Туляков Г.А. Роль структурного фактора при распространении трещин ползучести в перлитной стали // Теплоэнергетика. — 1990. — № 12. — С. 57.
7. Шубадеева Л.И., Ревякина О.К., Макачук Т.Б., Гурвич Л.Я. Влияние нагревов на коррозионную стойкость нержавеющей стали 12Х18Н10Т // Защита металлов. — 1996. — № 2. — С. 133.
8. Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков Ю.А. Рентгенографический и электроннооптический анализ. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Металлургия, 1970. — 366 с.
9. Русаков А.А. Рентгенография металлов. — М.: Атомиздат, 1977. — 480 с.
10. Рентгенография в физическом металловедении / Под ред. Ю.А. Багаряцкого. — М.: Гос. научно-техн. изд-во лит. по черной и цветной металлургии, 1961. — 368 с.
11. Китайгородский А.И. Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел. — М.-Л.: Гос. изд-во технико-теоретической лит., 1952. — 588 с.

УДК 532.13:546.3

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЯЗКОСТИ СИСТЕМЫ ГАЛЛИЙ-ЛИТИЙ

И.А. Тихомиров, А.А. Орлов, Д.Г. Видяев

Томский политехнический университет
E-mail: chair23@phtd.tpu.edu.ru

Исследована зависимость вязкости галламы лития от температуры и концентрации в ней лития. С учетом полученных данных по вязкости галламы лития определены условия проведения процесса обмена щелочных металлов в галламно-обменных системах.

Введение

Формально, организация противотока галламы лития и раствора гидроксида щелочного металла в колоннах с насадкой не вызывает сомнения, так как различие плотностей противопоставляемых фаз довольно большое (примерно 6:1). Но, как известно, на создание противотока накладывает ограничение вязкость интерметаллического соединения. Так, например, при концентрациях амальгамы лития больше 1,0 моль/л и $T=20^\circ\text{C}$ величина вязкости резко возрастает, амальгама затвердевает, и её передвижение по колоннам каскада становится невозможным [1]. Поэтому, для обоснования возможности организации противотока при разделении щелочных металлов галламно-обменным методом в колоннах с насадкой необходимо исследовать зависимость вязкости галламы лития от температуры и концентрации в ней лития.

Анализ литературных данных [2–6] показал, что для изучения вязкости жидких металлических соединений наиболее перспективным и точным является низкочастотный вибрационный метод измерения вязкости. Суть метода заключается в определении затухания механических колебаний пробного тела (зонда), погруженного в объем жидкости. Другие известные методы изучения вязкости оказались либо непригодными для нашего соединения (галламы лития), либо уступают по ряду параметров выбранному методу.

Анализ вариантов низкочастотного вибрационного метода сделан в работе [2]. В ней показано, что для исследования вязкости жидких металлических соединений, обладающих вязкостью от 10^{-3} до 10^{-2} Па·с, наиболее приемлемым является амплитудно-амплитудный вариант метода. Он проще в аппаратном оформлении, имеет наименьшую погрешность по сравнению с другими вариантами и позволяет проводить измерения в автоматическом режиме. В нашем случае вязкость компонентов (лития и галлия) мала, поэтому можно предположить, что вязкость их соединения по величине будет подходить для измерения амплитудно-амплитудным вариантом низкочастотного вибрационного метода.

Описание методики и установки для проведения экспериментов

Для измерений вязкости нами была использована одна из наиболее удобных конструкций вибрационных вискозиметров — конструкция электродинамического вибрационного вискозиметра продольных колебаний с двумя катушками (возбуждающей и измерительной) [7]. В этом случае механическое сопротивление, функция которого учитывает влияние среды на движение помещённого в неё тела (зонда), легко выражается через ток — в возбуждающей и напряжение — в измерительной катушках. Имея несколько жидкостей с известной зависимостью изменения вязкости и плотности от температу-