

го B_m (смотри кривые намагничивания на рис. 5, где по оси абсцисс отложены амплитудные значения напряженности магнитного поля обмотки).

H_k , А/м

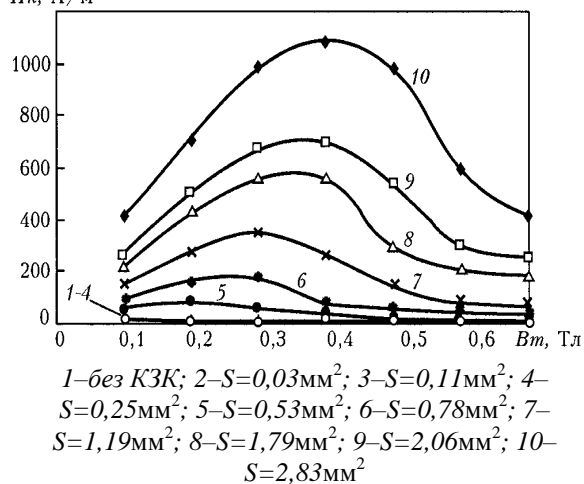


Рис. 6. Зависимость напряженности магнитного поля контура H_k от амплитудных значений магнитной индукции B_m при различных значениях сечения S провoda в КЗК

Из рис. 6 видно, что зависимость от B_m имеет максимум, наличие которого, по-видимому, можно свя-

зать с непостоянной скоростью нарастания амплитуды индукции B_m на различных участках исходной кривой намагничивания (кривая 1 рис. 5 при отсутствии КЗК). Относительно более высокая крутизна этой кривой (область наибольших магнитных проницаемостей) ограничивается значениями индукции, близкими к $B_m = 0,4$ Тл.

Таким образом, представленные результаты в определенной мере позволяют оценить степень влияния магнитного поля КЗК на процессы намагничивания магнитопровода из аморфного магнитомягкого материала. Видно, что это влияние может быть весьма существенным как в отношении характеристик, зависящих от времени (параметры кривой напряженности магнитного поля обмотки), так и на основную кривую намагничивания. При этом, напряженность магнитного поля H_k контура и его соответствующее влияние увеличиваются в диапазоне значений поля намагничивания H_H , соответствующем области наибольших магнитных проницаемостей материала магнитопровода.

1. Каганович Е.А., Райхлин И.М., Трансформаторы. – М.: Энергия. 1980. – 285с.

УДК 621.307.13

ОЦІНКА ТОЧНОСТІ ВИМІРЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ПОВЕРХНІ РОЗПЛАВУ

© Порєв Г.В., 2004

Національний технічний університет України „Київський політехнічний інститут”

© Порєв В.А., 2004

Національний авіаційний університет (м. Київ)

Досліджується проблема точності вимірювання температури поверхні зони розплаву кремнію при його очищенні за технологією електронно-променевої безтигельної зонної плавки. Показано, що при використанні телевізійних засобів вимірювання середнє квадратичне відхилення загальної похибки результату вимірювання температури не перевищує 1,7К

Однією з найбільш перспективних технологій космічного матеріалознавства є технологія електронно-променевої безтигельної зонної плавки (ЕПБЗП), що і обумовлює актуальність досліджень як самої технології плавки, так і проблеми контролю її параметрів [1,2]. Створенню нових методів і технічних засобів контролю сьогодні приділяється значна увага, що, зрозуміло, певним чином сприяє розвитку технології плавки [3÷5]. В той же час стан сучасних уявлень про точність вимірювання найва-

жливішого параметру ЕПБЗП – температури зони розплаву (ЗР) – не може вважатися задовільним. І це при тому, що проблема точності вимірювання температури ЗР є центральною в сукупності проблем, пов'язаних із створенням технології достовірного контролю параметрів ЕПБЗП.

Дана робота має на меті частково заповнити прогалину в дослідженні питань точності вимірювання температури. Для оцінки похибки вимірювання температури поверхні ЗР використано методику,

згідно з якою визначення довірчих меж загальної похибки результату непрямих вимірювань проводиться шляхом врахування випадкової та сумарної невиключеної систематичної похибок [6].

Особливість пірометрії випромінювання полягає в тому, що велику роль у формуванні систематичної сумарної похибки відіграють методичні похибки, обумовлені зміною коефіцієнту пропускання середовища в процесі вимірювання та похибками визначення коефіцієнту випромінювальної здатності і ефективної довжини хвилі (ЕДХ). Нагадаємо, що ЕДХ визначається як умовне значення довжини хвилі λ_e монохроматичного випромінювання, дія якого на світлоелектричний перетворювач (СЕП) з точки зору формування сигналу еквівалентна дії реального випромінювання.

В телевізійній пірометрії до вказаних додається систематична похибка, обумовлена нерівномірністю чутливості СЕП, а в пірометрії ЕПБЗП значну роль відіграє похибка, обумовлена впливом перевідбитого випромінювання, яке попадає у вхідну апертуру приладу.

Щодо впливу середовища, то орієнтуємось на результати роботи [7], де показано, що в пірометрії ЕПБЗП похибку, обумовлену зміною коефіцієнту пропускання середовища, можна повністю компенсувати, застосовуючи апаратні методи.

Значні ускладнення в метрологічному плані виникають при встановленні точного значення коефіцієнту випромінювальної здатності, який залежить не тільки від довжини хвилі випромінювання, температури, чистоти та фазового стану поверхні, а й від кута між нормаллю та напрямком випромінювання, а також від величини тілесного кута, в якому поширюється випромінювання. Іноді ця проблема своєю складністю перевершує власне проблему вимірювання температури. До того ж, неповнота даних при неможливості точного відтворення умов, за яких вони були отримані, роблять будь-яку методику безконтактного контролю температурного поля, що використовує апріорні значення коефіцієнта випромінювальної здатності, основним джерелом похибок. В [8] запропоновано метод, який, хоч і не є універсальним, але може застосовуватись в задачах, де виконуються багаторазові дослідження температурного поля на поверхні одного і того ж самого об'єкту чи однотипних об'єктів при відсутності або ненадійності апріорної інформації про величину коефіцієнта випромінювальної здатності. Зауважимо, що саме такою є задача аналізу розподілу температури по ЗР при проведенні послідовних циклів плавки. При цьому визначення температури проводиться у відповідності з формулою

$$T = \alpha [\ln B - \ln A]^{-1}, \quad (1)$$

де α – апаратна константа, яка залежить від ЕДХ, A — поточне значення сигналу, B – параметр приладу, який визначається для відомого значення температури T_0 за формулою

$$B = A_0 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_e T_0}\right), \quad (2)$$

де A_0 - сигнал при відомій температурі T_0 , $C_2 = 14400$ мкм·К.

За відому температуру T_0 рекомендовано вибрати температуру кристалізації кремнію – 1685 К [3].

ЕДХ визначають шляхом непрямих вимірювань, найчастіше з використанням такої формули:

$$\lambda_e = \frac{C_2 [T_1^{-1} - T_2^{-1}]}{\ln A_2(\lambda_e, T_2) - \ln A_1(\lambda_e, T_1)}, \quad (3)$$

де $A_1(\lambda_e, T_1)$ і $A_2(\lambda_e, T_2)$ - значення сигналів, сформованих в спектральному діапазоні $\lambda_1 \dots \lambda_2$ при температурах T_1 і T_2 .

Скористаємось тією обставиною, що $A_2 = A_1 + \Delta A$, а $(\Delta A/A_1) < 1$. В цьому випадку функцію $\ln\left(\frac{A_1 + \Delta A}{A_1}\right) = \ln\left(1 + \frac{\Delta A}{A_1}\right)$ можна так розкласти в ряд Маклорена:

$$\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} \dots, \quad (4)$$

де $x = \Delta A/A_1$.

Обмежившись першим членом ряду та за умови, що $\Delta T = T_2 - T_1$ і $T_1 \approx T_2$, формулу (3) можна записати так:

$$\lambda_e = \frac{C_2 \Delta T}{T_1^2} \cdot \frac{A_1}{\Delta A}. \quad (5)$$

Середнє квадратичне відхилення результату вимірювання λ_e буде таким:

$$\sigma_{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\partial \lambda_e}{\partial A}\right)^2} \sigma_A = C_2 \frac{\Delta T \sigma_A}{T_1^2 \Delta A}, \quad (6)$$

де σ_A – середнє квадратичне відхилення результату вимірювання амплітуди сигналу від середнього значення.

Отже, для довірчої ймовірності $P = 0,95$ похибка визначення ЕДХ буде такою:

$$\Delta \lambda_e = 2\sigma_{\lambda} = 2C_2 \frac{\Delta T \sigma_A}{T_1^2 \Delta A}. \quad (7)$$

Систематичну похибку Δ_{λ} вимірювання температури розплаву, обумовлену похибкою визначення ефективної довжини хвилі $\Delta \lambda_e$, можна визначити, скориставшись такою формулою (90), яка наведена в [9] на с.76:

$$\Delta_{\lambda} = \frac{T^2}{C_2} \Delta \lambda_e \ln \varepsilon(\lambda_e, T), \quad (8)$$

де $\varepsilon(\lambda_e, T)$ – коефіцієнт випромінювальної здатності.

Дослідження систематичної похибки вимірювання температури, яка обумовлюється нерівномірністю чутливості ПЗЗ-матриці, виконано в роботі [4], де показано, що часткова компенсація нерівномірності чутливості СЕП шляхом формування тривимірної матриці вагових коефіцієнтів дозволяє підвищити точність визначення амплітуди сигналу, а в підсумку — точність вимірювання температури. При цьому систематична похибка вимірювання температури Δ_H буде визначатися остаточною нерівномірністю чутливості H у відповідності з формулою

$$\Delta_H = \frac{2TH}{[\ln B - \ln A]} \quad (9)$$

Випадкова похибка вимірювання температури обумовлена наявністю флуктуацій яскравості ЗР та власних шумів засобу вимірювання. В даному випадку також маємо справу з непрямими вимірюваннями температури як функції одного аргументу, тому середнє квадратичне відхилення результату вимірювання температури визначиться так:

$$\sigma_T = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial A}\right)^2 (\sigma_A)^2}.$$

Оскільки $\frac{\partial T}{\partial A} = \frac{T^2}{\alpha A}$, то

$$\sigma_T = \frac{T^2}{\alpha A} \sigma_A \quad (10)$$

Для визначення систематичної похибки, обумовленої впливом випромінювання сторонніх джерел, скористаємось висновками роботи [5], де показано, що систематична похибка фактично визначається довірчим інтервалом результату вимірювання температури. В даній задачі всі вимірювання температури фрагменту поверхні провадяться в однакових умовах, тому вони рівноточні, а результатом є середнє арифметичне з n вимірювань. Мінімально необхідна кількість вимірювань в загальному випадку визначається у відповідності з прийнятим значенням довірчої імовірності P за методикою, наведеною, наприклад, в [6] (формула V.110). Довірча імовірність, як правило, вибирається рівною 0,95. Враховуючи динамічний характер плавки таку кількість вимірювань при незмінній яскравості поверхні ЗР забезпечити неможливо. Реально $n=5$, тому довірчий інтервал необхідно визначати з врахуванням коефіцієнта Стюдента K_c . Отже, систематична похибка, обумовлена впливом випромінювання сторонніх джерел, визначиться такою формулою:

$$\Delta_{nc} = K_c \frac{T^2 \sigma_A}{\alpha A} \quad (11)$$

Оцінка середнього квадратичного відхилення загальної похибки результату вимірювання темпера-

тури поверхні ЗР може бути виконана за такою формулою (V.133), яка наведена в [6]:

$$\sigma_\Sigma = \sqrt{\sigma_T^2 + \frac{\Delta_{nc}^2}{3}}, \quad (12)$$

де Δ_{nc} - довірча межа сумарної невиключеної систематичної похибки.

На підставі переліку систематичних похибок вимірювання температури довірчу межу сумарної невиключеної систематичної похибки представимо у такому вигляді:

$$\Delta_{nc} = \sqrt{\Delta_{ne}^2 + \Delta_H^2 + \Delta_\lambda^2}, \quad (13)$$

де Δ_{ne} , Δ_H , Δ_λ , — довірчі межі невиключених систематичних похибок, обумовлених, відповідно, перевідбиттям випромінювання, нерівномірністю чутливості, похибкою визначення ЕДХ.

З урахуванням (13) формулу (12) можна переписати так:

$$\sigma_\Sigma = \sqrt{\sigma_m^2 + \frac{\Delta_{ne}^2 + \Delta_H^2 + \Delta_\lambda^2}{3}} \quad (14)$$

Використовуючи отримане за формулою (14) значення середнього квадратичного відхилення загальної похибки результату вимірювання можна визначити довірчу межу загальної похибки результату вимірювання температури поверхні ЗР.

Натурні дослідження параметрів ЗР провадились згідно з методикою, описаною в [3]. Було встановлено, що в межах рідкої фази $\sigma_A = \pm 0,25$ відн. од. Отже, максимальне значення середнього квадратичного відхилення результату вимірювання температури в діапазоні плавки ($T=1685...1713\text{K}$, $A=40...100$ відн.од., $\alpha=21176\text{K}$), обчислене за формулою (10), становитиме $\pm 0,8\text{K}$.

Лабораторні дослідження по визначенню Δ_λ , проводилися в діапазоні значень температур, які відповідають умовам плавки. Для засобу вимірювання на базі ПЗЗ-камери ТАУАМА в результаті експерименту отримано $\lambda_e=0,68\text{ мкм}$, $\sigma_\lambda=0,003\text{ мкм}$. Отже, $\Delta\lambda_e = \pm 2\sigma_\lambda = 0,006\text{ мкм}$ при $P=0,95$. Підставивши в формулу (8) $\Delta\lambda_e=0,006\text{ мкм}$, $\varepsilon(\lambda_e, T)=0,46$ визначимо, що систематична похибка вимірювання температури, яка обумовлена похибкою вимірювання ЕДХ, становить $\pm 0,9\text{K}$.

Для довірчих меж невиключених систематичних похибок, обумовлених нерівномірністю чутливості і перевідбиттям випромінювання, отримано за формулами (9) і (11) відповідно, $\Delta_H = \pm 1,2\text{K}$ і $\Delta_{ne} = K_c \sigma_m = \pm 2,2\text{K}$.

За формулою (14) визначимо, що середнє квадратичне відхилення загальної похибки результату вимірювання температури становить $1,7\text{K}$. Отже, для довірчої ймовірності $P=0,95$ довірча межа загальної похибки вимірювання температури становитиме

$\pm 3,4\text{К}$. Згідно з [1,2] така похибка вимірювання температури ЗР є цілком прийнятною.

1. Мильвидский М.Г., Картавых А.В., Раков В.В. Выращивание монокристаллов из расплавов в условиях космического полёта // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.*—2001.—№ 9.—С.17-35. 2. Патон Б.Е., Аснис Е.А., Заболотин С.П. и др. Получение совершенных материалов в космосе // *Тези доповіді Другої Української конференції з перспективних космічних досліджень.*—Каївель: НКАУ, 2002.—С.11. 3. Порев В.А. Аналіз параметрів зонної очистки за допомогою приладів з електронним розгортанням зображення // *Наукові вісті НТУУ “КПІ”.*—2000.—№1.—С.89–95. 4. Порев Г.В. Підвищення точності телевізійних засобів вимірювання температури поверхні зони

плавки // *Методи та прилади контролю якості.*—2002.—№9.—С.39-41. 5. Згуровський Г.М., Порев Г.В. Вимірювання температури зони розплаву в електронно-променевої технології безтигельної зонної плавки // *Наукові вісті НТУУ “КПІ”.*—2003.—№ 3.—С.93-97. 6. Орнатский П.П. Теоретические основы информационно-измерительной техники.—К.: Вища школа, 1983.—455 с. 7. Порев В.А. Компенсация влияния люминатора на результаты контролю температурного поля зони плавки кремнію // *Наукові вісті НТУУ “КПІ”.*—2002.—№5—С.114-117. 8. Порев В.А. Контроль температурного поля зони плавки // *Дефектоскопия.*—2001.—№5.—С.7. 9. Кириленков И.И. Метрологические основы оптической пирометрии.—М.: Издательство стандартов, 1976.—140 с.

УДК 621.313

ВПЛИВ ДЕФЕКТІВ У ЕЛЕМЕНТАХ КОРОТКОЗАМКНЕНИХ КІЛЕЦЬ КЛІТКИ РОТОРА АСИНХРОННОГО ДВИГУНА НА ЗМІНУ ЇЇ ЕЛЕКТРИЧНОГО НАВАНТАЖЕННЯ

© Яцун М. А., 2004

Національний університет „Львівська політехніка”

© Яцун А. М., Селепина Р. О., Ігнатюк В. М., 2004

Луцький державний технічний університет

Визначені комплексні величини додаткових струмів у короткозамкненій клітці ротора асинхронного двигуна за наявності дефектів у декількох елементах короткозамкнених кілець

Під час виробництва й експлуатації асинхронних двигунів у короткозамкненій клітці ротора можуть виникати дефекти (недоливи, тріщини, обриви тощо). Вони призводять до збільшення електричного опору елементів клітки ротора з дефектами та погіршення техніко-економічних характеристик двигунів, які залежать від розмірів і взаємного розташування дефектів у клітці ротора [1-3]. За таких умов розподіл струмів у клітці стає несиметричним внаслідок несиметрії самої клітки ротора.

Розподіл додаткових струмів у клітці ротора за наявності дефектів у декількох її стрижнях досліджений у літературі [4]. Результати відповідних розрахунків модуля і фази відносних значень додаткових струмів у стрижнях клітки ротора при різних значеннях кількості пар полюсів і ковзання двигуна для випадку трьох рядом обірваних стрижнів показують, що в міру віддалення в обидва боки від обірваних стрижнів струми в інших стрижнях швидко зменшуються за величиною і випереджують за фазою. При цьому зі збільшенням кількості пар полю-

сів і ковзання модулі і фази струмів зменшуються. Разом з цим при зміні ковзання інтенсивність зміни модулів струмів падає, а їх фаз – зростає.

Метою дослідження є отримання аналітичної залежності додаткових струмів у короткозамкненій клітці ротора асинхронного двигуна від дефектів у декількох елементах короткозамкнених кілець клітки ротора та їх взаємного розташування при різних навантаженнях (ковзаннях) двигуна, параметрах обмотки статора і клітки ротора і різній кількості пар полюсів. Приймемо припущення, що напруга живлення і струм неробочого ходу при незначному порушенні симетрії короткозамкненої клітки ротора залишаються незмінними. Стан магнітної системи будемо враховувати коефіцієнтом насичення. Аналіз будемо проводити за основними (першими) гармоніками магнітної індукції, електрорушійних сил і струмів.

Приймемо, що внаслідок дефектів несиметрія клітки ротора зумовлена збільшенням комплексних опорів Z_k трьох елементів короткозамкнених кілець