

Приборы ИМА-4М в настоящее время используются для контроля качества тонколистового проката сталей на Магнитогорском металлургическом комбинате и предприятиях "Северсталь" (г. Череповец), ЕКО Stahl (г. Айзенхюттенштадт, Германия).

Список литературы

1. Михеев М.Н., Горкунов Э.С. Магнитные методы структурного анализа и неразрушающего контроля. – М.: Наука, 1993. – 252 с.
2. Мельгуй М.А. Магнитный контроль механических свойств сталей. – Минск: Наука и техника, 1980. – 184 с.
3. Щербинин В.Е., Горкунов Э.С. Магнитный контроль качества металлов. – Екатеринбург: УрО РАН, 1996. – 266 с.
4. Радилов С.В., Воробьев Е.И. Усовершенствованная схема коэрцитиметра типа КИФМ-1. – Дефектоскопия, 1978, № 12, с. 94–95.
5. Матюк В.Ф. Импульсный магнитный контроль прочностных характеристик ферромагнитных изделий. – Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук, 1998, № 4, с. 114–118.
6. Мельгуй М.А. Импульсный магнитный анализатор ИМА-2А, – В сб. "Неразрушающие методы и средства контроля и их применение в промышленности", Минск: Наука и техника, 1973, с. 81–90.
7. Мельгуй М.А., Мальцев В.Л., Пиунов В.Д., Цысецкий И.А. Импульсный магнитный анализатор ИМА-4. – Дефектоскопия, 1979, № 3, с. 29–32.
8. Мельгуй М.А., Пиунов В.Д., Цукерман В.Л. Импульсный магнитный анализатор ИМА-4А. – Дефектоскопия, 1986, № 11, с. 63–67.

УДК 620.179.14

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ИХ ИЗМЕРЕНИЮ НА ИЗДЕЛИЯХ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ С ЦЕЛЬЮ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ

Матюк В. Ф., Осипов А. А.

*Институт прикладной физики НАН Беларуси
Минск, Беларусь*

Введение

Создание новых материалов и повышение качества продукции, разработка методов и средств их неразрушающего контроля, требует дальнейшего развития методов и средств определения магнитных характеристик изделий металлургии и машиностроения. Трудности, которые возникают при этом, определяются тем, что связь между физико-механическими и магнитными параметрами изделий носит сложный характер и часто неоднозначна [1–3].

Для практических задач неразрушающего контроля наибольший интерес представляет измерение параметров петли магнитного гистерезиса в разомкнутой магнитной цепи, так как такое измерение характеризуется повышенной производительностью, что наиболее необходимо в процессе производства. Достоверность контроля можно повысить, если использовать при контроле магнитные параметры не тела, а вещества. Однако измерение параметров вещества приводит к существенному понижению его производительности в сравнении с измерениями в разомкнутой магнитной цепи.

Определение магнитных параметров вещества тел конечных размеров при их перемагничивании однородным квазистатическим полем в разомкнутой магнитной цепи является актуальной задачей и при проведении магнитных измерений, поскольку обеспечивает более быстрое определение параметров, чем при измерении на кольцевых образцах или в пермеамetre.

Методика расчета

Определения магнитных параметров вещества по магнитным параметрам тела является обратной задачей неразрушающего контроля и магнитных измерений. При этом необходимо учитывать, что параметры петли гистерезиса, которые измерены в разомкнутой цепи, заметно меньше по величине тех же параметров вещества. Так для цилиндрического стержня длиной 200 мм и диаметром 10 мм из стали 45 в состоянии поставки остаточная намагничённость тела M_T приблизительно в пять раз меньше, чем эта же величина для вещества M_r . Аналогичные зависимости получаются и для остальных магнитных параметров вещества: намагничённости насыщения M_s , коэрцитивной силы H_{cs} , начальной восприимчивости χ_n , намагничённостей на основной кривой: M_c при поле равно H_{cs} и M_{2c} при $H = 2H_{cs}$ [4, 5].

Для решения данной обратной задачи необходимо использовать выражения для описания процесса намагничивания и гистерезисного цикла, которые обладают максимально достижимой точностью при описании этих процессов. Причем точность, с которой описывается процесс перемагничивания, должна быть высокой во всем интервале изменения перемагничивающего поля.

Проведенные исследования показали, что этим требованиям удовлетворяют математические модели основной кривой намагничивания и петли магнитного гистерезиса на основе арктангенсовых аппроксимаций [4, 5]. Сравнение результатов расчета по этим моделям с экспериментом для образцов с коэрцитивной силой в диапазоне от 297 до 3120 А/м, показало, что они удовлетворительно согласуются в широком интервале изменения перемагничивающих полей.

Для описания процесса перемагничивания ферромагнетика в открытой магнитной цепи [6], необходимо измерять внутреннее магнитное поле $H_{вн}$ или проводить исследования с использованием выражения вида, связывающие между собой внутренние и внешние $H_{вн}$ магнитные поля [7].

$$H_{вн} = H_{внл} - NM_T; H_{внл} = H_{внлм} - NM_{лт}; \chi_{лт} = \frac{\chi_n + 1}{1 + N\chi_n} - 1 \quad (1)$$

где N – коэффициент размагничивания, M_T и $M_{лт}$ – соответственно намагничённость тела и максимальная намагничённость тела, $H_{внл}$ и $H_{внлм}$ максимальная величина напряженности внутреннего и внешнего магнитных полей, $\chi_{лт}$ – начальная магнитная восприимчивость тела.

Из (1) следует, что χ_n легко определяется по величинам $\chi_{лт}$ и N :

$$\chi_n = \frac{(1-N)(\chi_{лт} + 1)}{1 - N(\chi_{лт} + 1)} - 1 \quad (2)$$

В каждой точке перемагничиваемого тела различие между внутренним и внешним полями сложным образом зависит от существенно нелинейных свойств ферромагнетика и конкретной формы изучаемого образца.

На основе выражения для описания процесса перемагничивания вещества [4, 5] с учетом (1) выражение для петли магнитного гистерезиса примет вид:

$$M_{\tau} = \pm \frac{M_s (H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})^2 k_{\text{тс}}^r / \pi + k_1 k_3^m H_{\text{сз}}^2}{(H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})^2 + k_2 (H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})^{3/2} H_{\text{сз}}^{1/2} + k_1 H_{\text{сз}}^2} \times \left\{ 2 \operatorname{arctg} \frac{H_{\text{сз}} \pm (H_{\text{внм}} - NM_{\tau})}{H_0^r} \left(\operatorname{arctg} \frac{H_{\text{сз}} + H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}}}{H_0^r} + \operatorname{arctg} \frac{H_{\text{сз}} - H_{\text{внм}} + NM_{\text{нт}}}{H_0^r} \right) \right\} \quad (3)$$

(знак «+» относится к нисходящей ветви петли гистерезиса, знак «-» – восходящей), а для основной кривой намагничивания

$$M_{\text{нт}} = \frac{M_s (H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})^2 k_{\text{тс}}^m / \pi + k_1 k_2^m H_{\text{сз}}^2}{(H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})^2 + k_2 (H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})^{3/2} H_{\text{сз}}^{1/2} + k_1 H_{\text{сз}}^2} \times \left\{ \operatorname{arctg} \frac{H_{\text{сз}} + (H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})}{H_0^r} - \operatorname{arctg} \frac{H_{\text{сз}} - H_{\text{внм}} + NM_{\text{нт}}}{H_0^r} \right\}, \quad (4)$$

где

$$k_{\text{тс}}^r = \sqrt{\frac{H_{\text{тс}}^2 + \pi(H_{\text{внм}} - NM_{\tau})^2}{H_{\text{тс}}^2 + 2(H_{\text{внм}} - NM_{\tau})^2} \frac{H_{\text{тс}}^2 + 2H_{\text{нтс}}^2}{H_{\text{тс}}^2 + \pi H_{\text{нтс}}^2}}, \quad k_1 = \sqrt{\frac{4\pi^2 \left[\frac{1}{M_c} \frac{M_s k_{\text{тс}}^{H_c}}{\pi} \operatorname{arctg} \left(2 \frac{H_{\text{сз}}}{H_0^r} \right) - 1 \right]^2 + 1}{4\pi^2 \left[1 - \frac{1}{M_c} k_5^{H_c} \operatorname{arctg} \left(2 \frac{H_{\text{сз}}}{H_0^r} \right) \right]^2 + 1}}}; \quad (5)$$

$$k_2 = \frac{1}{\sqrt{8}} \left\{ \frac{4M_s k_{\text{тс}}^{2H_c} / \pi + k_1 k_2^{2H_c}}{M_{2c}} \left[\operatorname{arctg} \left(3 \frac{H_{\text{сз}}}{H_0^r} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{H_{\text{сз}}}{H_0^r} \right) \right] - 4 - k_1 \right\}; \quad (6)$$

$$k_3^m = \frac{\chi_{\text{нтс}} H_{\text{сз}}^2}{2H_0^r \left[(H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})^2 + H_{\text{сз}}^2 \right]} \left[H_0^r{}^2 + H_{\text{сз}}^2 - (H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})^2 \right] \times \left[1 + \frac{2H_{\text{сз}}^3 (H_0^r{}^2 + H_{\text{сз}}^2 - (H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})^2)}{(H_{\text{сз}}^2 + H_0^r{}^2)^2 \left[(H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}})^2 + H_{\text{сз}}^2 \right]} (H_{\text{внм}} - NM_{\text{нт}}) \right]; \quad (7)$$

$$H_0^r = \frac{H_{\text{сз}}}{\operatorname{tg} \left(\frac{M_{\text{тс}}}{M_s} \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{H_{\text{тс}}^2 + \pi H_{\text{нтс}}^2}{H_{\text{тс}}^2 + 2H_{\text{нтс}}^2}} \right)}. \quad (8)$$

При решении обратной задачи, т. е. при определении магнитного параметра вещества M_s , который находится при значении поля H_x по измеренным в открытой магнитной цепи намагниченности $M_{\text{нт}}$ значении поля $H_{\text{нт}}$ исходным являются уравнения (3) или (4).

При перемагничивании ферромагнитного образца в открытой магнитной цепи наиболее близкой к намагниченности насыщения M_s точкой на петле гистерезиса является максимальная намагниченность $M_{\text{нт}}$ тела. В этом случае выражение для определения намагниченности насыщения M_s из (3) можно записать в виде трансцендентного уравнения

$$M_s = \frac{\pi}{(H_{\text{внм}} - NM_{\text{мт}})^2 k_{\text{лс}}^m} \left[M_{\text{мт}} \frac{(H_{\text{внм}} - NM_{\text{мт}})^2 + k_2 (H_{\text{внм}} - NM_{\text{мт}})^{3/2} H_{\text{сг}}^{1/2} + k_1 H_{\text{сг}}^2}{\arctg \frac{H_{\text{сг}} + H_{\text{внм}} - NM_{\text{мт}}}{H_0^T}} - \arctg \frac{H_{\text{сг}} - H_{\text{внм}} + NM_{\text{мт}}}{H_0^T} - k_3 k_3^m H_{\text{сг}}^2 \right], \quad (9)$$

где

$$k_{\text{лс}}^m = \sqrt{\frac{H_{\text{лс}}^2 + \pi(H_{\text{внм}} - NM_{\text{мт}})^2}{H_{\text{лс}}^2 + 2(H_{\text{внм}} - NM_{\text{мт}})^2} \cdot \frac{H_{\text{лс}}^2 + 2H_{\text{мт}}^2}{H_{\text{лс}}^2 + \pi H_{\text{мт}}^2}}. \quad (10)$$

Аналогично можно записать исходное уравнение для определения M_c из (4)

$$\frac{1}{M_c} = \frac{- \left[-k_{\text{лс}}^2 k_3^{H_c} + \frac{M_s k_{\text{лс}}^{H_c}}{\pi} \right]}{\left[k_{\text{лс}}^2 (k_3^{H_c})^2 - \frac{M_s^2 (k_{\text{лс}}^{H_c})^2}{\pi^2} \right] \arctg \left(\frac{2H_{\text{сг}}}{H_0^T} \right)} \pm$$

$$\pm \sqrt{\frac{\left[-k_{\text{лс}}^2 k_3^{H_c} + \frac{M_s k_{\text{лс}}^{H_c}}{\pi} \right]^2 - \left(1 + \frac{1}{4\pi^2} \right) (k_{\text{лс}}^2 - 1) \left[k_{\text{лс}}^2 (k_3^{H_c})^2 - \frac{M_s^2 (k_{\text{лс}}^{H_c})^2}{\pi^2} \right]}{\left[k_{\text{лс}}^2 (k_3^{H_c})^2 - \frac{M_s^2 (k_{\text{лс}}^{H_c})^2}{\pi^2} \right] \arctg \left(\frac{2H_{\text{сг}}}{H_0^T} \right)}}. \quad (11)$$

где

$$k_{\text{лс}}^{Mc} = \frac{\frac{1}{\pi} \left[\arctg \frac{H_{\text{сг}} + H_{\text{сг}} - NM_{\text{сг}}}{H_0^T} - \arctg \frac{H_{\text{сг}} - H_{\text{сг}} + NM_{\text{сг}}}{H_0^T} \right] M_s k_{\text{лс}}^{Mc} (H_{\text{сг}} - NM_{\text{сг}})^2}{k_3^{Mc} H_{\text{сг}}^2 \left[\arctg \frac{H_{\text{сг}} + H_{\text{сг}} - NM_{\text{сг}}}{H_0^T} - \arctg \frac{H_{\text{сг}} - H_{\text{сг}} + NM_{\text{сг}}}{H_0^T} \right] - M_{\text{сг}} H_{\text{сг}}^2}; \quad (12)$$

$$k_3^{H_c} = \frac{\chi_{\text{мт}} H_0^T}{4} \left[1 + \frac{H_{\text{сг}}^2 H_0^3}{(H_{\text{сг}}^2 + H_0^T)^2} \right]; \quad k_{\text{лс}}^{H_c} = \sqrt{\frac{H_{\text{лс}}^2 + \pi H_{\text{сг}}^2}{H_{\text{лс}}^2 + 2H_0^T} \cdot \frac{H_{\text{лс}}^2 + 2H_{\text{мт}}^2}{H_{\text{лс}}^2 + \pi H_{\text{мт}}^2}}; \quad (13)$$

$$k_{\text{лс}}^{Mc} = \sqrt{\frac{H_{\text{лс}}^2 + \pi(H_{\text{сг}} - NM_{\text{сг}})^2}{H_{\text{лс}}^2 + 2(H_{\text{сг}} - NM_{\text{сг}})^2} \cdot \frac{H_{\text{лс}}^2 + 2H_{\text{мт}}^2}{H_{\text{лс}}^2 + \pi H_{\text{мт}}^2}}; \quad (14)$$

$$k_3^{Mc} = \frac{\chi_{\text{мт}} H_{\text{сг}}^2}{2H_0^T [(H_{\text{сг}} - NM_{\text{сг}})^2 + H_{\text{сг}}^2]} \left[H_0^T + H_{\text{сг}}^2 - (H_{\text{сг}} - NM_{\text{сг}})^2 \right] \times$$

$$\times \left[1 + \frac{2H_{\text{сг}}^3 [H_0^T + H_{\text{сг}}^2 - (H_{\text{сг}} - NM_{\text{сг}})^2]}{(H_{\text{сг}}^2 + H_0^T)^2 [(H_{\text{сг}} - NM_{\text{сг}})^2 + H_{\text{сг}}^2]} \right] (H_{\text{сг}} - NM_{\text{сг}}). \quad (15)$$

Остаточную намагниченность M_r вещества можно получить, если положить в уравнении (3) внешнее поле равным нулю. Тогда

$$M_{rs} = \frac{2M_s k_{ts}^0}{\pi} \arctg \left\{ \frac{H_{cs}}{H_{cs} - NM_{m\tau}} \operatorname{tg} \left[\frac{1}{2} \left(\arctg \frac{H_{cs} + H_{внш} - NM_{m\tau}}{H_0^*} + \arctg \frac{H_{cs} - H_{внш} + NM_{m\tau}}{H_0^*} + \frac{M_{m\tau} \left[(H_{внш} - NM_{m\tau})^2 + k_2 (H_{внш} - NM_{m\tau})^{3/2} H_{cs}^{1/2} + k_1 H_{cs}^2 \right]}{M_s k_{ts}^{M_r} (H_{внш} - NM_{m\tau})^2 + k_1 k_3^m H_{cs}^2} \right) \right] \right\}, \quad (16)$$

где

$$k_{ts}^0 = \sqrt{\frac{H_{cs}^2 + 2H_{ms}^2}{H_{cs}^2 + \pi H_{m\tau}^2}}, \quad k_{ts}^{M_r} = \sqrt{\frac{H_{cs}^2 + \pi(NM_{m\tau})^2}{H_{cs}^2 + 2(NM_{m\tau})^2} \frac{H_{cs}^2 + 2H_{ms}^2}{H_{cs}^2 + \pi H_{m\tau}^2}}. \quad (17)$$

Выражение для коэрцитивной силы можно получить, приравняв M_r к нулю при $H_{внш} = H_{cs}$ в уравнении (3)

$$H_c = H_{cs} \left\{ 1 - \frac{\operatorname{tg} \left[\frac{1}{2} \arctg \frac{2H_{cs} / H_0^*}{1 - \left[H_{cs}^2 - (H_{внш} - NM_{m\tau})^2 \right] / H_0^{*2}} \right]}{\operatorname{tg} \left(\frac{M_{rs} \pi / 2}{M_s \cdot k_{ts}^0} \right)} \right\}^{-1}. \quad (18)$$

Для определения основных магнитных параметров вещества по известным параметрам для тела необходимо решить систему нелинейных трансцендентных уравнений (9) – (18). Такого рода задачи решаются несколькими методами [8–11]. Наиболее известными из них являются метод Ньютона–Рафсона и метод простых итераций (или метод последовательных приближений). В нашем случае можно применить метод последовательных приближений.

Для решения системы уравнений (9) – (18) необходимо задать начальное (нулевое) приближение искоемых параметров $M_s^{(0)}$, $M_r^{(0)}$, $H_c^{(0)}$, $M_{2c}^{(0)}$, $M_c^{(0)}$ и $\chi_{m1}^{(0)}$ (уравнение для M_{2c} не приводится). При достаточно большой величине максимального перемагничивающего поля хорошим нулевым приближением для намагниченности насыщения вещества является величина максимальной намагниченности тела $M_{m\tau}$, то есть можно положить, что $M_s^{(0)} \approx M_{m\tau}$. Хорошим нулевым приближением для коэрцитивной силы вещества является его значение для тела H_{cs} , то есть можно положить, что $H_c^{(0)} \approx H_{cs}$. Меньше определенности в выборе нулевого приближения для остаточной намагниченности $M_r^{(0)}$, для которой на основании характеристик большинства ферромагнитных сталей нами использовалось приближенное значение $M_r^{(0)} \approx (0,2 + 0,7) \cdot M_s^{(0)}$. Для вычисления намагниченностей $M_{2c}^{(0)}$ и $M_c^{(0)}$ использовались приближенные формулы из [5]: $M_{2c}^{(0)} \approx 0,84 \cdot M_r^{(0)} + 0,2 \cdot 10^6$ и $M_c^{(0)} \approx 0,94 \cdot M_r^{(0)} - 0,3 \cdot 10^6$.

Решение считалось найденным, если для всех последовательно вычисленных магнитных параметров $M_s^{(i)}$, $M_r^{(i)}$, $H_c^{(i)}$, $M_{2c}^{(i)}$ и $M_c^{(i)}$ выполнялось условие $\left| \frac{M_x^{(i)} - M_x^{(i-1)}}{M_x^{(i)}} \right| < 10^{-4}$. Проверка возможности восстановления параметров материала

по параметрам тела проводилась по экспериментальным данным для образцов из стали 45 в состоянии поставки. Образцы имели форму цилиндрических стержней диаметром 10 мм. Длина образцов изменялась от 50 до 200 мм, а их коэффициент размагничивания – приблизительно от 0,04 до 0,005.

Проведенные вычисления выявили существенное отклонение восстановленных магнитных характеристик вещества от измеренных в замкнутой магнитной цепи. Так для образца длиной 100 мм наибольшую погрешность восстановления имеют величины намагниченности M_{2c} и M_c , причем вычисленное значение превышает измеренное более чем на 40%. Такая высокая погрешность является неприемлемой, поэтому возможное решение данной трудности – это воспользоваться связью намагниченности M_{2c} с другой магнитной величиной. Поскольку намагниченность M_{2c} , определяемая на основной кривой, является аналогом остаточной намагниченности M_r на петле гистерезиса, то в процессе дальнейших вычислений полагали их равными $M_{2c}^{(i)} = M_r^{(i)}$. Проведенные вычисления показали, что погрешность существенно уменьшилась.

На рисунке представлены погрешности восстановления δ_x (в %) параметров вещества по параметрам тела в зависимости от коэффициента размагничивания N . Из рис. 1. видно, что зависимость от коэффициента размагничивания N погрешности δ_x восстановления параметров вещества по параметрам тела в основном носит случайный характер. Так наименьшей величине коэффициента размагничивания не соответствуют наименьшие значения погрешностей восстановления параметров вещества. Тем не менее, для большинства магнитных параметров погрешность восстановления не превышает 25 %, поэтому получаемые при восстановлении магнитные параметры можно рекомендовать в качестве оценочных величин.

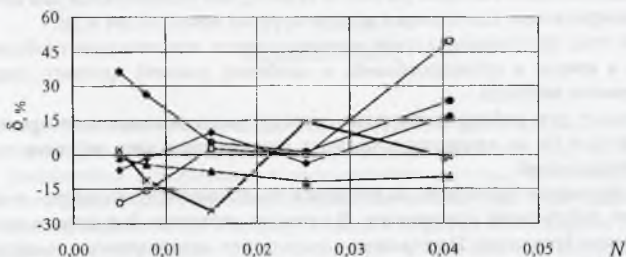


Рис.1. Погрешность δ_x восстановления параметров вещества по параметрам тела.

◆ – M_s ; ■ – M_r ; ▲ – H_c ; × – M_{2c} ; ○ – M_c ; ● – χ_m

Список литературы

1. Михеев М.Н., Горкунов Э.С. Магнитные методы структурного анализа и неразрушающего контроля. – М.: Наука, 1993. – 252 с.
2. Щербинин В.Е., Горкунов Э.С. Магнитный контроль качества металлов. – Екатеринбург: УрО РАН, 1996. – 266 с.
3. Мельгуй М.А. Магнитный контроль механических свойств сталей. – Минск: Наука и техника, 1980. – 184 с.
4. Матюк В.Ф., Осипов А.А. Математическая модель намагничивания ферромагнетиков. – Доклады НАН Беларуси, 2004, т. 48, № 5, с. 43–45.
5. Матюк В.Ф., Осипов А.А. Математическая модель петли магнитного гистерезиса. – Доклады НАН Беларуси, 2004, т. 48, № 2, с. 52–55.
6. Пономарев Ю.Ф. Влияние размагничивающего фактора на гармонические составляющие

- намагниченности циклически перемагничиваемых ферромагнитных сердечников. I. Расчет// Дефектоскопия. – 1991. – № 5. – с. 61-69.
7. Аркадьев В.К. Магнитные коэффициенты формы, вещества и тела. – В кн.: В.К.Аркадьев. Избранные труды. – М.: Изд. АН СССР, 1961, с. 259-274.
 8. Калиткин Н.Н. Численные методы. – М.: Наука, 1978. – 512 с.
 9. Вержбицкий В.М. Численные методы. Линейная алгебра и нелинейные уравнения. – М.: ОНИКС 21 век, 2005. – 432 с.
 10. Бахвалов Н.С. Численные методы. Анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения. – М.: НАУКА, 1975. – 632 с.
 11. Мак-Кракен Д., Дорн У. Численные методы и программирование на ФОРТРАНе. – М.: МИР, 1969. – 584 с.

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ Ge ПРИ ДЕЙСТВИИ ВЫСОКИХ ЛОКАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

Тюрин А. И., Иволгин В. И., Повернинова Г. В.

ТГУ, Тамбов

Полупроводниковые материалы Si и Ge до сих пор остаются одним из самых распространенных материалов в микроэлектронике, микроэлектромеханических и наноэлектромеханических системах (МЭМС и НЭМС), они используются для изготовления деталей микроскопов, кантелеверов атомно-силовых микроскопов и др.

При этом определяющую роль начинают играть механические свойства этих материалов в микро- и субмикробъемах и, особенно, условий хрупкого разрушения и вязко-хрупкого перехода.

Поэтому цель работы заключалась в исследовании влияния анизотропии механических свойств Ge на вероятность хрупкого разрушения в зоне действия высоких локальных напряжений.

Эксперименты проводили на установке по динамическому микро- и наноиндентированию собственной конструкции. В качестве индентора была использована алмазная пирамида Берковича. Нагружение осуществляли симметричным импульсом силы треугольной формы и временем фронта нагружения $t = 10$ с. Индентировали плоскость (111) при комнатной температуре. Угол α поворота индентора на плоскости (111) относительно кристаллографических направлений изменялся с шагом в интервале от 0° до 120° . Трещины регистрировались в оптическом микроскопе после снятия нагрузки.

В ходе работы была получена зависимость вероятности хрупкого разрушения W и длины трещины C от угла поворота индентора при нагрузке $P = 160$ мН и времени фронта нагружения $t = 10$ с. При этом вероятность образования трещин W (отношение числа выявляемых трещин к числу углов отпечатков, выраженная в процентах) изменялась от 50% (при $\alpha = 30^\circ$) до 90% (при $\alpha = 90^\circ$) в зависимости от угла поворота. Причем, вероятность образования при 0° равнялась вероятности образования при 120° (рис. 1).

Таким образом, было выявлено влияние ориентации индентора относительно кристаллографических направлений на вероятность образования трещин в зоне действия высоких локальных напряжения.