

УДК 622.691.4.003

АСПЕКТИ ДІАГНОСТИКИ МАГНІТОПРОВОДА ТРАНСФОРМАТОРА**В. І. Михайлів, В. Б. Тимчишин**

*Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу,
вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, 76019, тел. (03422) 42141, e-mail: et@nung.if.ua*

Розглянуто проблему діагностики справності магнітопровода трансформатора, перевірки якості сталі магнітопровода. Запропоновано спосіб здійснення відповідної діагностики на основі аналізу звуку, згенерованого внаслідок ефекту магнітострикції. Теоретично аналізується форма звукової кривої.

Ключові слова: діагностика магнітопровода, магнітострикційний ефект, якість сталі.

Рассмотрена проблема диагностики состояния магнитопровода трансформатора, в том числе и проверки качества стали магнитопровода. Предложен способ соответствующей диагностики на основании звука, возникающего вследствие магнитоstrictionного эффекта. Теоретически анализируется форма звуковой кривой.

Ключевые слова: диагностика магнитопровода, магнитоstrictionный эффект, качество стали.

The problem of transformers magnetic core diagnosis, as well it's steel quality testing, is considered. Also a method based on sound analysis, generated by magnetic core due to magnetostrictive effect is suggested. Sound curve is theoretically analysed.

Keywords: magnetic core diagnosis, magnetostrictive effect, steel quality.

Питання діагностики трансформатора є важливим, оскільки це дозволяє вчасно попередити його вихід з ладу і запобігти непередбачуваній аварії. На даний момент відома велика кількість способів діагностики трансформатора [1], але більшість з них не дозволяють окремо перевірити справність магнітопровода та якість сталі, з якої він виготовлений. Крім того, ці способи мають і інші недоліки: обмежений клас трансформаторів для діагностики, необхідність використання складного та дорогого обладнання.

Як спосіб вирішення проблеми запропоновано використовувати для аналізу стану магнітопровода трансформатора звук, що виникає при пропусканні змінного струму через обмотки трансформатора. Поява цього звуку пояснюється магнітострикційним ефектом [2].

З фізичної точки зору спосіб базується на тому, що магнітопровід виготовлений з електротехнічної сталі, в якій домішки не перевищують 5% [3], і на характерних особливостях магнітострикційного ефекту для заліза [4]. Якщо постійно збільшувати напруженість електромагнітного поля, що діє на зразок заліза, то, внаслідок магнітострикційного ефекту [4], розміри зразка спочатку зростатимуть, а, починаючи з певного значення намагніченості, зростання припиниться, а потім

зменшуються. Під час протікання синусоїдального струму через обмотку трансформатора відбувається періодична зміна розмірів магнітопровода, а форма звукового сигналу виглядатиме так, показано на рис. 1.

Точки 1 і 2 відповідають значенню магнітної індукції при зміні видовження на стискання, а точка 3 - максимальному значенню магнітної індукції. Таким чином отримуємо точки, що залежать від хімічного складу магнітопровода, і точки, що відповідають максимальному значенню магнітної індукції магнітопровода, що очевидно залежить від його справності.

Важливим припущенням є те, що відносне видовження магнітопровода є функцією магнітної індукції B , а не напруженості магнітного поля H , оскільки відносне видовження магнітопровода залежить від орієнтації магнітних доменів та розміщення їх стінок, що якраз характеризуються індукцією B . Іншими словами, відносне видовження - це характеристика безпосередньо стану доменів у матеріалі і більш логічно пов'язувати її з магнітною індукцією B , що також пов'язана зі станом доменів.

Наявність зсуву фаз свідчить про те, що відносне видовження є функцією від магнітної індукції, а не напруженості зовнішнього магнітного поля.

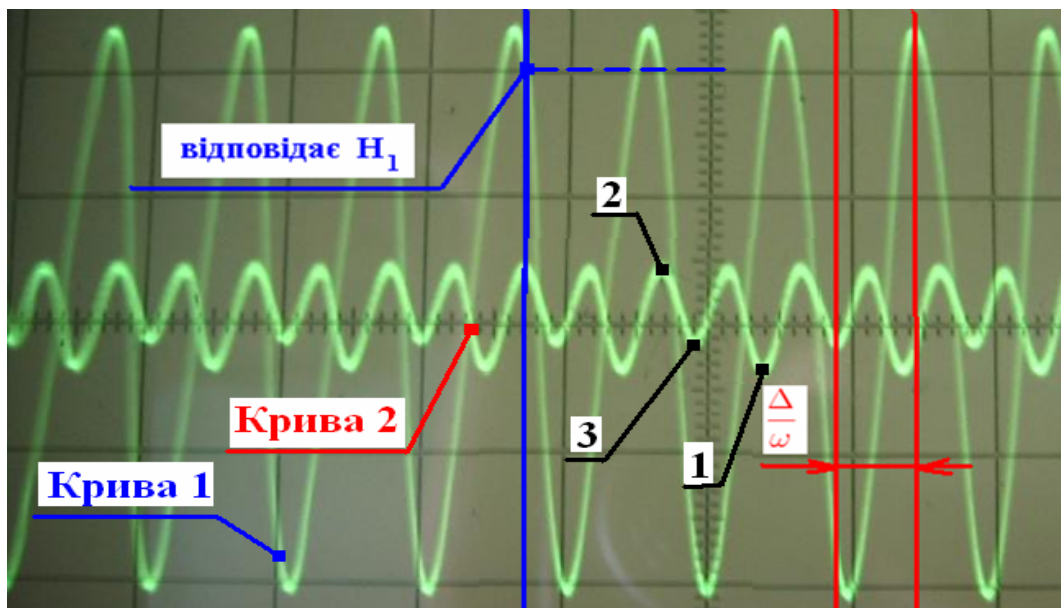


Рисунок 1 - Графіки зміни сили струму в соленоїді (крива 1) та звуку (крива 2), які накладені один на одного (1 кГц)

Розглянемо вищесказане з математичної точки зору. Помістимо зразок сталі циліндричної форми в соленоїд. Через соленоїд будемо пропускати струм $I(t)$, що змінюється за синусоїдальним законом:

$$I(t) = I_{\max} \sin(\omega t + \varphi'), \quad (1)$$

де t - час, ω - частота, φ' - зсув фази.

Припускаючи, що довжина соленоїда значно перевищує його діаметр, значення напруженості магнітного поля всередині соленоїда можна визначити за формулою:

$$H(t) = nI(t), \quad (2)$$

де n - кількість витків на одиницю довжини соленоїда.

Враховуючи рівняння (1) і (2), отримуємо, що

$$H(t) = nI_{\max} \sin(\omega t + \varphi'). \quad (3)$$

Оскільки всі параметри в правій частині (3) є відомими, то надалі вважатимемо, що залежність $H(t)$ також відома і користуватимемось нею як функцією часу, враховуючи, що максимальне значення напруженості магнітного поля

$$H_{\max} = nI_{\max}. \quad (4)$$

Крім значення напруженості магнітного

поля $H(t)$ нас цікавить і значення магнітної індукції $B(t)$ з урахуванням гістерезису.

Задача значно спрощується, якщо петлю гістерезису представити еліпсом у координатах H і B/μ_0 [5], де μ_0 - магнітна постійна. Таке припущення особливо виправдане при високих частотах і при малих напруженостях зовнішнього електромагнітного поля.

Згідно із зробленими вище припущеннями, обходимо еліпс (рис. 2) проти годинникової стрілки так, щоб H змінювалось за синусоїдальним законом. Це дасть можливість автоматично встановити залежність $B(t)$. Для того, щоб виконати необхідні розрахунки, спочатку запишемо параметричне рівняння еліпса з центром у початку координат. Для цього на рівняння кола з центром у початку координат подіємо оператором розтягу, що переведе його в еліпс з осями, які співпадатимуть з осями координат, а потім подіємо на отриманий еліпс оператором повороту [6]:

$$\begin{cases} x = a \cos(\delta) \cos(\varphi) - b \sin(\delta) \sin(\varphi), \\ y = a \sin(\delta) \cos(\varphi) + b \cos(\delta) \sin(\varphi), \end{cases} \quad (5)$$

де a і b - півосі еліпса, δ - кут повороту відносно осі абсцис, (x, y) - декартові координати такої точки (що належить еліпсу), якій відповідає полярний кут φ .

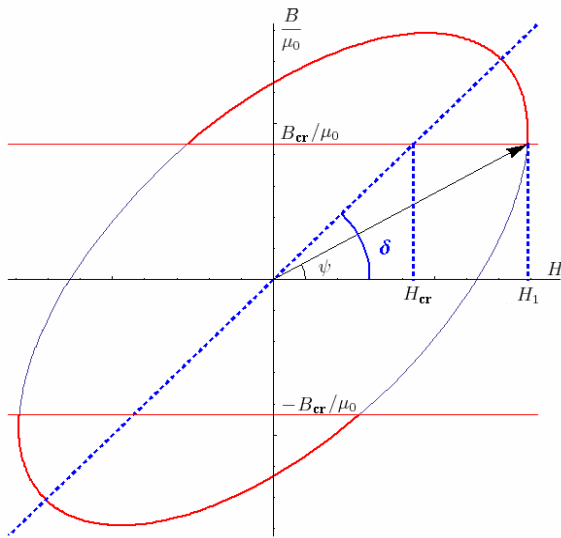


Рисунок 2 – Петля гістерезису

Звернемо увагу на те, що деформація площини в напрямках, які паралельні осям еліпса, переводить його в інший еліпс з новими параметрами a' і b' .

Повернемося до фізичної суті задачі. В ролі координат x і y виступатимуть H і B/μ_0 . Зауважимо, що принципний вид петлі гістерезису не залежить від вибраної системи одиниць. Останнє твердження проілюструємо. Оскільки H і B/μ_0 визначаються в одних одиницях, то зміна їх розмірності еквівалентна стиску (розтягу) вздовж осей координат з однаковим коефіцієнтом k . Отже рівняння (5) домножимо на одну і ту ж величину і, перепозначивши $a = ka$, $b = kb$, знову отримаємо початкові рівняння. Це означає, що будь-яка зміна розмірності H і B/μ_0 залишає петлю гістерезису еліпсом.

Для зручності введемо нові змінні R_1, R_2 і τ_1, τ_2 :

$$\begin{cases} R_1 = \sqrt{a^2 \cos^2(\delta) + b^2 \sin^2(\delta)}, \\ R_2 = \sqrt{a^2 \sin^2(\delta) + b^2 \cos^2(\delta)}, \\ \tau_1 = \arctg\left(\frac{a}{b} \operatorname{ctg}(\delta)\right) \\ \tau_2 = \arctg\left(\frac{a}{b} \operatorname{tg}(\delta)\right) \end{cases} \quad (6)$$

Тоді рівняння для еліпса перепишуться в більш компактній формі:

$$\begin{cases} x = R_1 \sin(\tau_1 - \varphi), \\ y = R_2 \sin(\tau_2 + \varphi). \end{cases} \quad (7)$$

Ще раз підкреслимо, що змінні R_1, R_2, τ_1, τ_2 не є незалежними і задання будь-яких трьох з них однозначно визначає четверту. Очевидно, що найпростіше зв'язати між собою R_1 і R_2 . Виконавши відповідні перетворення, отримуємо, що:

$$R_2 = \sqrt{a^2 + b^2 - R_1^2}. \quad (8)$$

Тепер нехай φ залежить від часу. При цьому вважатимемо залежність такою, що координата x змінюватиметься за таким самим законом, що і напруженість зовнішнього магнітного поля H . Відповідне функціональне рівняння неважко розв'язати. Його єдиний розв'язок відповідає випадку, коли амплітуди і аргументи синусів співпадають, тобто

$$\begin{cases} R_1 = H_{\max}, \\ \tau_1 - \varphi(t) = \omega t + \varphi'. \end{cases} \quad (9)$$

Таким чином з (9) і (7) отримуємо, що

$$\begin{cases} H(t) = H_{\max} \sin(\omega t + \varphi'), \\ B(t) = -\mu_0 R_2 \sin(\omega t + \varphi' - \tau_1 - \tau_2). \end{cases} \quad (10)$$

Залишивши поки що питання про R_2 відкритим, звернемо увагу на те, що $B(t)$ змінюється за законом аналогічним до $H(t)$, але відстає від нього за фазою на $(\tau_1 + \tau_2)$.

З експериментальних даних відомо H_{\max} , а завдяки особливій формі сигналу ми можемо виміряти значення напруженості зовнішнього магнітного поля H_1 в момент зміни зростання розмірів магнітопровода на їх зменшення, безпосередньо перед досягненням максимального значення напруженості (точка 2, рис. 1) та різницю фаз Δ між сигналом і напруженістю зовнішнього магнітного поля. З [4] відомо значення H_{cr} , при якому видовження зразка переходить у стиск, якщо його намагнічення відбувається по основній кривій. Таким чином, з вищесказаного випливає повна формалізація задачі у вигляді такої системи рівнянь:

$$\begin{cases} B_{cr} = \mu_0 H_{cr} \operatorname{tg}(\delta), \\ H_1 = H_{\max} \sin(\psi), \\ B_{cr} = \mu_0 \sqrt{a^2 + b^2 - H_{\max}^2} \sin(\Delta - \psi), \\ \Delta = \tau_1 + \tau_2, \end{cases} \quad (11)$$

де B_{cr} - критичне значення індукції магнітного поля в момент зміни зростання розмірів магнітопровода на їх зменшення, ψ - полярний кут, що відповідає точці з декартовими координатами $(H_1; B_{cr}/\mu_0)$ (рис. 2).

Після формалізації задачі можна приступити безпосередньо до розв'язку системи рівнянь (11). Оскільки $\operatorname{tg}(\delta) = \frac{B_{cr}}{\mu_0 H_{cr}}$, $\sin(\psi) = \frac{H_1}{H_{\max}}$, то можна переписати систему рівнянь (11) наступним чином:

$$\begin{cases} K = \mu_0 \left[\sin(\Delta) \sqrt{1 - \frac{H_1^2}{H_{\max}^2}} - \cos(\Delta) \frac{H_1}{H_{\max}} \right], \\ C = \frac{B_{cr}}{\mu_0 H_{cr}}, \\ B_{cr} = K \sqrt{a^2 + b^2 - H_{\max}^2}, \quad (a) \\ H_{\max}^2 = a^2 \frac{1}{C^2 + 1} + b^2 \frac{C^2}{C^2 + 1}, \quad (b) \\ \operatorname{tg}(\Delta) = \frac{\frac{a}{b} \frac{1}{C} + \frac{a}{b} C}{1 - \frac{a^2}{b^2}}. \quad (c) \end{cases} \quad (12)$$

Оскільки в константу K входять тільки відомі величини, то для спрощення вважатимемо, що її вже обчислено і більше не переписуватимемо. Також надалі зручно буде користуватись константою $K = \mu_0 \tilde{K}$. Якщо відомо значення змінної C , що залежить від B_{cr} , і з урахуванням того, що

$$\begin{cases} a = H_{\max} \sqrt{C^2 + 1} \cos(y), \\ b = H_{\max} \frac{\sqrt{C^2 + 1}}{C} \sin(y), \end{cases} \quad (13)$$

рівняння (12, b) перетворюється в тотожність, оскільки величини a, b та C додатні, а відповідні значення $\sin(y)$ та $\cos(y)$ також будуть додатними. Тоді рівняння (12, c) прийме такий вигляд:

$$C^2 \operatorname{tg}(\Delta) \operatorname{ctg}^2(y) + (1 + C^2) \operatorname{ctg}(y) - \operatorname{tg}(\Delta) = 0. \quad (14)$$

Дискримінант D цього рівняння завжди додатний, тобто

$$D = (1 + C^2)^2 + 4C^2 \operatorname{tg}^2(\Delta) > 0, \quad (15)$$

а отже рівняння (14) має два розв'язки.

Виходячи з очевидних нерівностей

$$\begin{cases} C > 0, \\ \sqrt{D} > 1 + C^2 \end{cases} \quad (16)$$

і вважаючи, що $\operatorname{tg}(\Delta) > 0$, можна вибрати один розв'язок, що відповідає фізичній суті

$$\operatorname{ctg}(y) = \frac{-(1 + C^2) + \sqrt{(1 + C^2)^2 + 4C^2 \operatorname{tg}^2(\Delta)}}{2C^2 \operatorname{tg}(\Delta)}. \quad (17)$$

Далі стане очевидним, що необхідність вибору $\operatorname{ctg}(y) > 0$ зумовлена тим, що такий самий знак матиме a , а воно за означенням є довжиною осі еліпса і не може бути від'ємним.

Для зручності позначимо $\chi = \operatorname{ctg}(y)$ і, враховуючи відомі тригонометричні рівності та вирази для a і b , отримаємо наступну систему рівнянь:

$$\begin{cases} C = \frac{B_{cr}}{\mu_0 H_{cr}}, \\ \chi = \frac{-(1 + C^2) + \sqrt{(1 + C^2)^2 + 4C^2 \operatorname{tg}^2(\Delta)}}{2C^2 \operatorname{tg}(\Delta)}, \\ a = H_{\max} \sqrt{C^2 + 1} \frac{\chi}{\sqrt{1 + \chi^2}}, \\ b = H_{\max} \frac{\sqrt{C^2 + 1}}{C} \frac{1}{\sqrt{1 + \chi^2}}, \\ \delta = \operatorname{arctg}(\chi), \\ B_{cr} = K \sqrt{a^2 + b^2 - H_{\max}^2}. \end{cases} \quad (18)$$

З метою максимального спрощення виключимо як можна більшу кількість змінних з отриманих рівнянь. Для цього спочатку визначимо C^2 з (14):

$$C^2 = \frac{\operatorname{tg}(\Delta) - \chi}{\chi(\chi \operatorname{tg}(\Delta) + 1)}. \quad (19)$$

З (18) можна записати наступне:

$$\begin{cases} a^2 = H_{\max}^2 \frac{\chi \operatorname{tg}(\Delta)}{\chi \operatorname{tg}(\Delta) + 1}, \\ b^2 = H_{\max}^2 \frac{\operatorname{tg}(\Delta)}{\operatorname{tg}(\Delta) - \chi}. \end{cases} \quad (20)$$

Перепишемо (18) з урахуванням отриманих результатів. Для зручності введемо позначення $\xi = C^2 = \left(\frac{B_{cr}}{\mu_0 H_{cr}} \right)^2$, опустимо рівняння для δ і виключимо з рівнянь a , b та B_{cr} . Тоді отримаємо, що

$$\begin{cases} \xi = \frac{K^2 H_{\max}^2}{\mu_0^2 H_{cr}^2} \frac{\chi(\operatorname{tg}^2(\Delta) + 1)}{(\chi \operatorname{tg}(\Delta) + 1)(\operatorname{tg}(\Delta) - \chi)}, & (a) \\ \chi = \frac{-(1 + \xi) + \sqrt{(1 + \xi)^2 + 4\xi \operatorname{tg}^2(\Delta)}}{2\xi \operatorname{tg}(\Delta)}. & (b) \end{cases} \quad (21)$$

Із рівняння (21, a) отримаємо, що

$$[\xi \operatorname{tg}(\Delta)]\chi^2 + [1 + \xi]\chi - \operatorname{tg}(\Delta) = 0. \quad (22)$$

Для спрощення подальших викладок позначимо:

$$\begin{cases} A = \frac{K^2 H_{\max}^2}{\mu_0^2 H_{cr}^2} (\operatorname{tg}^2(\Delta) + 1), \\ \tau = \operatorname{tg}(\Delta). \end{cases} \quad (23)$$

Приведемо деякі міркування, що задають межі для χ . Нам уже відома умова $\chi > 0$, що обмежує χ знизу. Тепер спробуємо обмежити його зверху. З (14) і (23) відомо, що χ є розв'язком такого квадратного рівняння:

$$[\xi \tau]\chi^2 + [1 + \xi]\chi - \tau = 0. \quad (24)$$

Припустимо, що відомо ξ . Тоді χ є фактично точкою перетину, заданої рівнянням параболи з віссю x . Вітки цієї параболи направлені вгору, а при $\chi = 0$ вона завжди проходить через $-\tau$. Таким чином, на додатній півосі завжди існує тільки один корінь, а екстремум параболи знаходиться на від'ємній півосі. При збільшенні значення ξ парабола

звужується, а корінь рівняння (24) наближається до нуля. Отже $\chi(\xi)$ — це монотонно спадаюча функція і її можна обмежити зверху $\chi_{\max} = \chi(0) = \operatorname{tg}(\Delta) = \tau$. Таким чином остаточно отримаємо, що

$$\tau > \chi > 0. \quad (25)$$

Приступимо до розв'язку рівняння. Підставимо (21, a) в (22) і, використавши (23), отримаємо, що

$$A\chi^2[\tau\chi + 1] - (\chi - \tau)^2[\tau\chi + 1] = 0. \quad (26)$$

З (26) корінь $\chi_3 = -\frac{1}{\tau} < 0$, що не задовольняє умову (25). Тому скорочуючи (26) на $[\tau\chi + 1]$ і в подальшому розв'язуючи його, отримаємо, що

$$\begin{cases} \chi_1 = \frac{-\tau}{\sqrt{A} - 1}, \\ \chi_2 = \frac{\tau}{\sqrt{A} + 1}. \end{cases} \quad (27)$$

Корінь χ_1 потребує додаткового розгляду. Зауважимо, що для нього справедливими є такі умови:

$$\begin{cases} \sqrt{A} > 1 \Rightarrow \chi_1 < 0, \\ \sqrt{A} < 1 \Rightarrow \chi_1 > \tau. \end{cases} \quad (28)$$

З (28) очевидно, що χ_1 не задовольняє умову (25), а отже єдиний можливий розв'язок (26) — це χ_2 .

Повертаючись до попередніх змінних і виконуючи ряд спрощень, отримуємо, що

$$\chi = \frac{\sin(\Delta)}{\frac{KH_{\max}}{\mu_0 H_{cr}} + \cos(\Delta)}. \quad (29)$$

Підсумовуючи все вищесказане і виконавши деякі спрощення, отримуємо таку систему рівнянь:

$$\begin{cases} \tilde{K} = \left[\sin(\Delta) \sqrt{1 - \frac{H_1^2}{H_{\max}^2}} - \cos(\Delta) \frac{H_1}{H_{\max}} \right], \\ \chi = \frac{\sin(\Delta)}{\tilde{K} \frac{H_{\max}}{H_{cr}} + \cos(\Delta)}, \end{cases}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C = \sqrt{\frac{\operatorname{tg}(\Delta) - \chi}{\chi(\chi \operatorname{tg}(\Delta) + 1)}}, \\ a = H_{\max} \sqrt{C^2 + 1} \frac{\chi}{\sqrt{1 + \chi^2}}, \\ b = H_{\max} \frac{\sqrt{C^2 + 1}}{C} \frac{1}{\sqrt{1 + \chi^2}}, \\ \delta = \operatorname{arctg}(\chi), \\ B_{cr} = \mu_0 \tilde{K} \sqrt{a^2 + b^2 - H_{\max}^2}. \end{array} \right. \quad (30)$$

Таким чином, пропускаючи змінний струм через обмотки трансформатора, визначасмо максимальне значення напруженості магнітного поля H_{\max} і, аналізуючи звуковий сигнал, що виникає внаслідок магнітострикційного ефекту, знаходимо значення напруженості поля H_1 в момент зміни зростання розмірів магнітопровода на їх зменшення та різницю фаз Δ між звуковим сигналом і напруженістю зовнішнього магнітного поля. Це дозволяє знайти петлю гістерезису в еліптичному наближенні, що дає можливість визначити якість сталі, з якої виготовлений магнітопровід. Наявність зсуву фаз Δ , доводить правильність припущення про залежність відносного видовження магнітопровода від індукції, а не від напруженості зовнішнього магнітного поля.

ВИСНОВКИ

Дефекти в магнітопроводі викликають зростання струмів Фуко, що в свою чергу, призводить до зміни у часі (а точніше випадкових змін в околі деякого середнього значення) максимального значення магнітної індукції, величини та характеру звукового сигналу. Слідкуючи за стабільністю вищевказаних параметрів у часі, можна зробити висновок про справність магнітопровода трансформатора.

1. Фарбман С.А. Ремонт и модернизация трансформаторов. / С.А. Фарбман, А.Ю. Бун. - М.: Государственное энергетическое издательство, 1961. - 316 с. 2. Бэрк Г.Ю. Справочное пособие по магнитным явлениям / Г.Ю.Бэрк - М.: Энергоатомиздат, 1991. - 384 с. 3. Корицкий Ю.В. Электротехнические материалы / Ю.В. Корицкий - М.: Государственное энергетическое издательство, 1962. - 346 с. 4. Физическая энциклопедия: справочник: в 5 т. / [гл. ред. А.М. Прохоров]. - М.: Советская энциклопедия, 1988. - Т.3 - 672 с. 5. Усольцев А.А. Общая электротехника: учебн.. пособ. / А.А.Усольцев - Санкт-Петербург, 2009. - 302 с. 6. Голод П.І. Симетрія та методи теорії груп у фізиці.: ч.1: навч. посібн. для студ. фізичних спеціальностей ун-тів / П.І.Голод - К.: КНУ, 2006. - 191 с.

Поступила в редакцію 20.06.2010 р.

Рекомендував до друку докт. техн. наук,
проф. Костишин В.С.