
ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИКА

УДК 621.314

EDN: OWBZAU

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПАКЕТА СТАЛЬНЫХ ПЛАСТИН В НАПРАВЛЕНИИ НОРМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОТОКА

Е.В. Калининe-mail: chernmaza@yandex.ruНижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева
*Нижний Новгород, Россия***А.И. Чивенков**ORCID: 0000-0001-7578-8232 e-mail: chyvenkov@mail.ruНижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева
Нижний Новгород, Россия

Анализируются возможности определения магнитной проницаемости $\mu_n = \mu^0 \cdot \mu_n'$ от нормальной составляющей магнитного потока Φ_n , необходимой при 3D расчетах дополнительных потерь на вихревые токи в ламинированных сердечниках мощных силовых электроэнергетических устройств. Показана неоправданность использования в известных работах представлений о слоистой магнитной цепи с коэффициентом заполнения пакета сталью K_3 когда из-за асимптотического характера зависимости $\mu_n(K_3)$ неточность при определении K_3 на 1% ведет к изменению значения μ_n на 100% и более. Предлагается энергетический подход – через удельные потери на вихревые токи p_v от действия потока Φ_n в пакете прямоугольных пластин и аналитические выражения, связывающие μ_n с потерями p_v и параметром динамики ξ в условиях резкого поверхностного эффекта. С использованием ваттметрового способа на частоте $f = 50$ Гц при амплитуде магнитной индукции $B_m \leq 0,1$ Тл определяются значения относительной проницаемости μ_n' на образцах холоднокатаных сталей (40x80) мм. Для стали марки 08ПС толщиной $d = 0,91$ мм без изолирующего покрытия и с немагнитными прокладками различной толщины в диапазоне $K_3 = (0,9 \dots 1,0) - \mu_n' \geq (90 \dots 100)$; для трансформаторной стали марки 3406, $d = 0,3$ мм с покрытием $K_3 = 0,96 - \mu_n' \geq 60$.

Ключевые слова: вихревые токи, ламинированный сердечник, магнитная проницаемость, нормальная составляющая магнитного потока, параметр динамики, резкий поверхностный эффект, стальная пластина.

Для цитирования: Калинин Е.В., Чивенков А.И. Характеризация магнитной проницаемости пакета стальных пластин в направлении нормального магнитного потока // Интеллектуальная электротехника. 2024. № 2. С. 83-104. EDN: OWBZAU

CHARACTERIZATION OF MAGNETIC PERMEABILITY OF STEEL PLATES PACKAGE IN DIRECTION OF NORMAL MAGNETIC FLUX

E.V. Kalinin

e-mail: chernmaza@yandex.ru

Nizhny Novgorod State Technical University n.a. R.E. Alekseev
Nizhny Novgorod, Russia

A.I. Chivenkov

ORCID: [0000-0001-7578-8232](https://orcid.org/0000-0001-7578-8232) e-mail: chyvenkov@mail.ru

Nizhny Novgorod State Technical University n.a. R.E. Alekseev
Nizhny Novgorod, Russia

Abstract. The paper presents the possibilities of determining the magnetic permeability $\mu_n = \mu^0 \cdot \mu_n'$ from the normal component of the magnetic flux Φ_n . It is necessary for 3D calculations of additional eddy current losses in laminated cores of high-power electric power devices. It is shown that it is unjustified to use the concepts of a layered magnetic circuit with a stacking factor K_3 presented in well-known studies, when due to the asymptotic nature of the dependence $\mu_n(K_3)$, an inaccuracy in determining the K_3 by 1% leads to a change in the value μ_n by 100% or more. An energy approach is proposed – through a specific eddy currents loss p_e from the action of the flow Φ_n in packages of rectangular plates and analytical expressions linking μ_n with losses p_e and the dynamics parameter ξ in conditions of a sharp skin effect. The relative permeability values μ_n' were determined using the wattmeter method at a frequency $f = 50$ Hz with an amplitude of magnetic induction $B_m \leq 0,1$ T on samples of cold-rolled steels (40x80) mm: 08PS grade with thickness $d = 0.91$ mm without insulating coating and with non-magnetic gaskets of various thicknesses in the range of $K_3 = (0.9 \dots 1.0) - \mu_n' \geq (90 \dots 100)$; transformer steel grade 3406, $d = 0.3$ mm coated ($K_3 = 0.96$) – $\mu_n' \geq 60$.

Keywords: eddy currents, laminated core, magnetic permeability, normal component of magnetic flux, dynamics parameter, sharp skin effect, steel plate

For citation: E.V. Kalinin and A.I. Chivenkov, “Characterization of magnetic permeability of steel plates package in direction of normal magnetic flux”, *Smart Electrical Engineering*, no. 2, pp. 83-104, 2024. EDN: OWBZAU

1. Введение

Повышенные требования к энергетическим характеристикам мощных силовых трансформаторов, турбо- и гидрогенераторов требуют совершенствования методов расчета, использования лучших марок листовых электротехнических сталей при наличии достоверных данных на их магнитные свойства, более глубокого понимания процессов перемагничивания ламинированных ферромагнитных сердечников [1-3].

Первая листовая сталь, используемая в магнитопроводах, имела значения относительной магнитной проницаемости $\mu' = (100 \dots 300)$ [4, 5]. Развитие технологии холоднокатаных кремнистых сталей позволило добиться резкого повышения магнитных свойств в направлении прокатки, сопровождающегося также ростом магнитной анизотропии [1, 4, 5].

Магнитные свойства электротехнических сталей в плоскости прокатки от тангенциального магнитного потока Φ_t хорошо изучены и представлены справочными данными. Максимальные значения μ_t' современных анизотропных электротехнических сталей находятся в интервале $(10^4 - 10^5)$. При этом отсутствуют достоверные данные о магнитной проницаемости μ_n' от нормального магнитного потока Φ_n в перпендикулярном направлении к плоскости прокатки сталей.

Потоки Φ_n рассеяния намагничивающих обмоток [6-8] и потоки в зонах стыков ламинированного сердечника [9-13] отличаются малыми значениями амплитуды магнитной индукции B_m , но являются причиной дополнительных потерь на вихревые токи P_v при резком поверхностном эффекте (РПЭ) в стальных пластинах. При общей тенденции снижения удельных потерь перспективных сталей растет доля этих дополнительных потерь, зависящих от удельной электропроводности, одинаковой для всех сталей с содержанием $\approx 3\% Si$.

3D расчеты электромагнитного поля в ламинированных сердечниках предполагают наличие тензора магнитной проницаемости μ^{\wedge} , отражающего магнитные свойства сталей в 3-х измерениях [2, 6-10, 14-17].

II. Анализ известных подходов

Приводимые для электротехнических сталей значения проницаемости μ_n' в [7, 9-11, 18-21] и [13, 22, 23] существенно различаются.

В [18-22] μ_n' находится, ограничиваясь представлениями о магнитной цепи с чередующимися стальными участками и немагнитными – толщиной δ и проницаемостью $\mu' = 1$. Доля последних зависит от стягивающих усилий и растет с уменьшением толщины пластин d .

В процессе измерений определяется гомогенизированная (эквивалентная) проницаемость μ_g' слоистой структуры [18, 20, 24], связанная с μ_n' :

$$\mu'_g = \frac{1}{1 - K_3 \left(1 - \frac{1}{\mu'_n}\right)}, \quad (1)$$

где $K_3 = d / (d + \delta)$ – коэффициент заполнения пакета сталью.

Известные исследования μ'_n [19-23] имеют сходные признаки в намагничивании образцов электротехнических сталей: пакет прямоугольных пластин исследуемой стали зажимается в зазоре ламинированного ярма с намагничивающей обмоткой W_H , а магнитный поток Φ_n создается за счет расположения пакета плоскостями пластин перпендикулярно магнитному потоку ярма Φ_τ (рис. 1а).

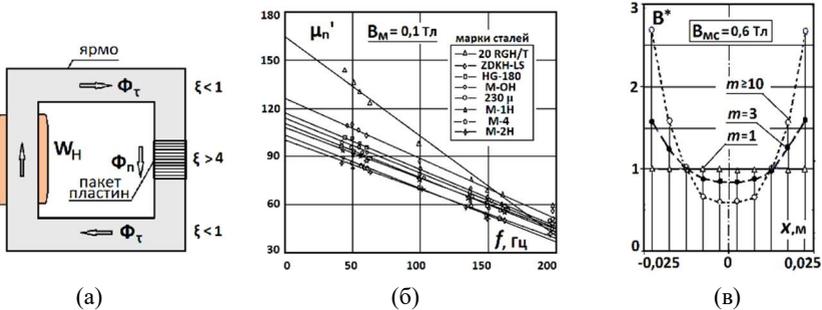


Рис. 1. Создание потока Φ_n в пакете пластин [19-23] (а); зависимости $\mu'_n(f)$ трансформаторных сталей [22] (б); зависимости $B^*(x)$ по слоям m пакета при $b = 50$ мм [23] (в);

Fig. 1. Creation of flux F_n in package of plates [19-23] (a); dependences $\mu'_n(f)$ for transformers steels [22] (b); dependences $B^*(x)$ in layers m of package at $b = 50$ mm [23] (v)

В [19-21] пакеты пластин (50x50) мм исследуются на постоянном токе ($f = 0$) для исключения влияния вихревых токов (ВТ). Для определения проницаемости μ'_n используется зависимость, обратная (1):

$$\mu'_n = \frac{\mu'_g K_3}{1 - \mu'_g (1 - K_3)}. \quad (2)$$

В [21] для группы сталей с $d = (0,5 \dots 0,1)$ мм измеренные значения μ'_n находятся в диапазоне 13...34, снижаются с уменьшением d и коррелируют с расчетными значениями μ'_g при $K_3 = K_{3н}$ из равенства [18] (табл. 1):

$$\mu'_g = \frac{1}{1 - K_3}, \quad (3)$$

где $K_{3н}$ – нормируемое (технологически достижимое) значение коэффициента K_3 .

В [18] (3) следует из (1) при $\mu_n' \rightarrow \infty$.

Таблица 1.

Измеренные и расчетные значения магнитной проницаемости [21]

Table 1.

Measured and calculated values of magnetic permeability [21]

№	Марка стали	d , мм	$K_{3н}$, о.е.	μ_n' по (2)	μ_g' по (3)
1	M140-35S	0,35	0,97	34,3	33,33
2	M 100-30P	0,30	0,965	28,6	28,57
3	M 085-23P	0,23	0,955	20,9	22,22

В [22] для известных марок трансформаторных сталей толщиной $d = (0,35 \dots 0,18)$ мм на пакетах полосовых образцов (30x280) мм при ширине зоны потока $\Phi_n - 50$ мм проведены измерения в диапазоне частот $f = (45 \dots 200)$ Гц с линейной экстраполяцией значений μ_n' на $f = 0$. Получены значения проницаемости $\mu_n' = (80 \dots 170)$ при $B_m = 0,1$ Тл (рис. 1б); наблюдается достаточно плотное расположение линий $\mu_n'(f)$ разных сталей с более высокими значениями μ_n' для марок меньших толщин d .

Отмечается: нарастающее с частотой вытеснение магнитной индукции по ширине пластин; зависимость проницаемости μ_n' и удельных потерь на ВТ p_v от коэффициента K_3 . Для стали марки ZDKH при изменении от $K_3 \leq 0,95$ (пакет не зажат) до $K_3 \geq 0,97$ (пакет зажат) проницаемость растет с $\mu_n' \approx 20$ до $\mu_n' \approx 100$, а потери p_v снижаются более, чем вдвое [22].

Анизотропная электротехническая сталь обладает крупной полосовой доменной структурой (ДС), чувствительной к условиям воздействия. Наибольшие ширина доменов и уровень магнитных свойств стали в статике ($f = 0$). В динамике наблюдается дробление ДС. Формируется равновесная ДС, соответствующая условиям воздействия [25]. Определение магнитных свойств (в том числе μ_n') следует проводить на промышленной частоте, при которой сталь эксплуатируется в силовых устройствах [3, 14, 26, 27].

При исследовании испытательных образцов стали на переменном токе ВТ ограничены размерами отдельных пластин [14, 27-30]. Вместо локальной магнитной характеристики стали – $B_m(H_m)$ с проницаемостью материала μ определяется магнитная характеристика «пластины», как устройства – $B_{мс}(H_{мг})$ с проницаемостью «пластины» $\mu_{пл}$:

$$\mu = \mu^0 \cdot \mu' = \frac{B_M}{H_M}; \quad (4)$$

$$\mu_{пл} = \mu^0 \cdot \mu'_{пл} = \frac{B_{мс}}{H_{мг}}, \quad (5)$$

где B_M, H_M – амплитудные значения индукции B и напряженности магнитного поля H в локальном объеме; $B_{мс}$ и $H_{мг}$ – амплитудные значения средней по сечению пластины индукции и напряженности магнитного поля на границе (поверхности) стальной пластины; $\mu^0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – проницаемость вакуума.

Соотношение характеристик «пластины» $B_{мс}(H_{мг})$ и материала $B_M(H_M)$ зависит от степени развития динамики.

Для электротехнической стали на частоте $f = 50$ Гц и действии потока Φ_n характеристики могут существенно различаться. В [23] при $f = 50$ Гц проведены локальные измерения распределения магнитного поля и потерь в пакетах из 80 прямоугольных пластин трансформаторной стали размерами (50x100) мм и (25x100) мм под действием потока Φ_n . Зависимости $B^*(x) = B_M(x)/B_{мс}$ по ширине пластин b (рис. 1в, при $b = 50$ мм; $B_{мс} = 0,6$ Тл) указывают на РПЭ во внутренних слоях m пакета. Представлены зависимости $\mu_{пл}(\mu)$ и $P_b(\mu)$ для прямоугольной пластины:

$$\mu_{пл}(\mu) = \frac{L}{S} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi f \gamma}}; \quad (6)$$

$$P_b(\mu) = hL (\pi f)^{3/2} \left(\frac{\Phi_n}{L} \right)^2 \sqrt{\frac{\gamma}{\mu}}, \quad (7)$$

где L, h, S – длина, высота и площадь сечения пакета пластин; γ – удельная электропроводность материала.

Влияние слоистости структуры пакета пластин не рассматривается.

Необходимо установить взаимосвязь магнитной проницаемости μ_n' с потерями на вихревые токи P_b при действии потока Φ_n с учетом влияния слоистой структуры пакета пластин [13, 22, 23], зависимости динамических процессов от линейных размеров пластин [28]. Проницаемость μ_n' следует определять на частоте, для которой предназначена испытываемая сталь [25, 26].

III. Влияние динамики

При свободном проникновении синусоидального электромагнитного поля в «бесконечную» стальную пластину ($b \ll L$) и $\mu = \text{const}$ вытеснение магнитного поля по ширине пластины b зависит от обобщенного параметра динамики ξ [8, 26, 28-31]:

$$\xi = b\sqrt{\pi f \mu \gamma}. \quad (8)$$

На практике подстановкой проницаемости $\mu_{пл}$ в (8) можно определить лишь значение параметра динамики «пластины» $\xi_{пл}$:

$$\xi_{пл} = b\sqrt{\pi f \mu_{пл} \gamma}. \quad (9)$$

Из (5), (9) при нормирующем условии $B_{мс} = B_m$ устанавливаем зависимости $\mu/\mu_{пл}(\xi)$ и $\xi_{пл}(\xi)$ [14, 26, 27, 30] (рис. 2а и б – черным):

$$\frac{\mu}{\mu_{пл}} = \xi \sqrt{\frac{1 \operatorname{ch} \xi + \cos \xi}{2 \operatorname{ch} \xi - \cos \xi}}; \quad (10)$$

$$\xi_{пл} = \sqrt[4]{2 \xi^2 \frac{\operatorname{ch} \xi - \cos \xi}{\operatorname{ch} \xi + \cos \xi}}. \quad (11)$$

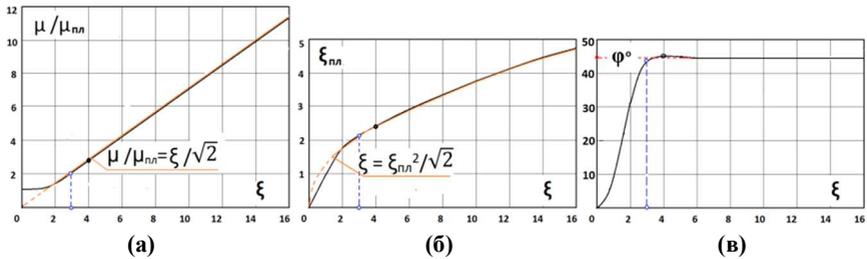


Рис. 2. Зависимости: $\mu/\mu_{пл}(\xi)$ (а); $\xi_{пл}(\xi)$ (б); $\varphi(\xi)$ (в)

Fig. 2. Dependences: $\mu/\mu_{пл}(\xi)$ (а); $\xi_{пл}(\xi)$ (б); $\varphi(\xi)$ (в)

При $\xi \leq 1$ поверхностный эффект отсутствует. Магнитные характеристики «пластины» и материала совпадают [27-31]: $\mu_{пл} = \mu$; $\xi_{пл} = \xi$ (рис. 2а и б).

При РПЭ ($\xi \geq 4$) [29] $\frac{\operatorname{ch} \xi - \cos \xi}{\operatorname{ch} \xi + \cos \xi} \rightarrow 1$ и (10), (11) упрощаются (рис. 2а и б – красный цвет):

$$\frac{\mu}{\mu_{пл}} = \frac{\xi}{\sqrt{2}}; \quad (12)$$

$$\xi = \frac{\xi_{пл}^2}{\sqrt{2}}. \quad (13)$$

Для потока Φ_r в ламинированном сердечнике за динамику отвечает толщина d . При $f = 50$ Гц и $\gamma = 2 \cdot 10^6$ См/м значения параметра динамики ξ по (8) близки к 1. Распределение магнитного потока по сечению пластин равномерное [27-31]. Для ходовой трансформаторной стали: $d = 0,35 \cdot 10^{-3}$ м; $\mu_r' = 3 \cdot 10^4$ – $\xi = 1,20$; для перспективной стали: $d = 0,18 \cdot 10^{-3}$ м; $\mu_r' = 8 \cdot 10^4$ – $\xi = 1,04$ [1,3].

Для потока Φ_n ответственным за динамику линейным размером является ширина пластин b , размеры которой варьируют в широких пределах: (0,03...0,5) м. При $\mu_n' \approx 80$ [22], $f = 50$ Гц, $\gamma = 2 \cdot 10^6$ См/м значения параметра динамики по (8) $\xi = (5...90)$. При $\xi \geq 4$ магнитный поток проникает только в поверхностные слои по периметру пластин [29].

IV. Влияние слоистости

Экспериментальное определение H_{MG} для расчета $\mu_{пл}$ по (5) затрудняется наличием слоистой структуры у пакета пластин с потоком Φ_n . Известными методами (локальными датчиками H [14, 23], из уравнений магнитной цепи [18-22]) может быть определена амплитуда гомогенизированной напряженности H_{MG} , усредняющей амплитуды H_{MG} и H_{M0} напряженностей слоев на граничной поверхности пакета. На рис. 3а мгновенные значения напряженностей: H_g – гомогенизированная; H_r – в пластинах толщиной d ; H_0 – в немагнитных промежутках толщиной δ .

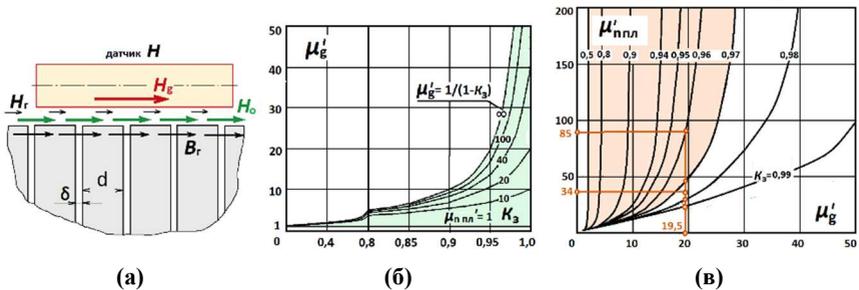


Рис. 3. Вектора магнитного поля на граничной поверхности пакета пластин (а); кривые $\mu_g'(K_3)$ при различных $\mu_n'_{пл} = \text{const}$ (б); кривые $\mu_n'_{пл}(\mu_g')$ при различных $K_3 = \text{const}$ (в)

Fig. 3. Magnetic field vectors on boundary surface of plate package (а); curves $\mu_g'(K_3)$ at different $\mu_n'_{пл} = \text{const}$ (б); curves $\mu_n'_{пл}(\mu_g')$ at different $K_3 = \text{const}$ (в)

При малых значениях индукции B_{MC} в стальных пластинах и РПЭ от потока Φ_n гистерезисными потерями по сравнению с потерями на ВТ можно

пренебречь – напряженности $H_r(t)$ и $H_o(t)$ совпадают по фазе. С учетом условий непрерывности индукции $B_r(t)$ в слоях пакета и напряженности $H_r(t)$ на границе «сталь – воздух» (рис. 3а) приходим к равенству:

$$H_{\text{мг}} = H_{\text{мг}} \left[K_3 + \mu'_{\text{н пл}} (1 - K_3) \right]. \quad (14)$$

Из (14) устанавливаем зависимость гомогенизированной проницаемости $\mu'_g (\mu'_{\text{н пл}}, K_3)$, аналогичную (1) в [18, 20, 24]:

$$\mu'_g (\mu'_{\text{н пл}}, K_3) = \frac{1}{\frac{K_3}{\mu'_{\text{н пл}}} + (1 - K_3)}. \quad (15)$$

На рис. 3б представлено семейство кривых $\mu'_g(K_3)$ при различных $\mu'_{\text{н пл}} = \text{const}$.

Из (15) определяем обратную зависимость $\mu'_{\text{н пл}} (\mu'_g, K_3)$, как (2) в [20]:

$$\mu'_{\text{н пл}} (\mu'_g, K_3) = \frac{K_3}{\frac{1}{\mu'_g} - (1 - K_3)}, \quad (16)$$

где $\mu'_g = B_{\text{мс}}/\mu^0 H_{\text{мг}}$. В (15) всегда $\mu'_g > 0$ (при $\mu'_{\text{н пл}} > 0$, $0 < K_3 \leq 1$ из физических условий). В (16) $\mu'_{\text{н пл}} > 0$ только при условии, что $\mu'_g < 1/(1 - K_3)$. Отсутствие подобного ограничения в [19-21] привело к затруднениям в определении μ'_n и переходу с (2) на (3).

На рис. 3в равенство (16) представлено зависимостями $\mu'_{\text{н пл}}(\mu'_g)$ при различных $K_3 = \text{const}$ с асимптотами (3). Анализ кривых на рис. 3б и 3в дает возможность оценить результаты [19-22].

При $\mu'_{\text{н пл}} \rightarrow \infty$ (15) принимает вид (3) [18], ограничивая сверху область возможных значения μ'_g (рис. 3б – зеленым). С уменьшением K_3 область резко сужается; при $K_3 \leq 0,95 - \mu'_g \leq 20$, как в [22]. При $K_3 \leq 0,97$ кривые $\mu'_{\text{н пл}}(\mu'_g)$ круто переходят в вертикальные асимптоты (рис. 3в – розовым) и определение $\mu'_{\text{н пл}}$ по (16) проблематично.

В [19-21] в условиях статики $\mu'_{\text{н пл}} = \mu'_n$; в [20] для стали марки М140-35S $\mu'_n = 34$ при значении $K_3 = 0,977$ (больше, чем $K_{3\text{н}} = 0,97$ в табл. 1). В (15) этим значениям μ'_n и K_3 соответствует $\mu'_g = 19,5$. При $d = 0,35$ мм в условиях эксперимента величина $K_3 < K_{3\text{н}}$. Так, при $K_3 = 0,96$ и $\mu'_g = 19,5$ в (16) $\mu'_n = 85$ (на рис. 3в – красным). Снижение K_3 на 1,7% приводит к росту $\mu'_{\text{н пл}}$ в 2,5

раза. Асимптотический характер зависимости $\mu_n'(\mu_g'; K_3)$ позволяет в [21] манипулировать значениями K_3 , чтобы μ_n' по (2) соответствовали μ_g' по (3) (табл. 1).

В [22] фактически определяются значения гомогенизированной проницаемости μ_g' с допущением $\mu_g' \approx \mu_n'$.

У. Связь удельных потерь на вихревые токи с магнитной проницаемостью

Динамические процессы от потока Φ_n происходят в плоскости отдельных пластин. Немагнитные промежутки не являются препятствием для замыкания контуров ВТ. При свободном проникновении синусоидального поля в «бесконечную» стальную пластину формула удельных потерь на ВТ p_v в единице объема [Вт/м³] [29]:

$$p_v = \frac{\pi^2}{6} B_{mc}^2 \gamma b^2 f^2 R(\xi), \text{ где } R(\xi) = \frac{3 \operatorname{sh} \xi - \sin \xi}{\xi \operatorname{ch} \xi - \cos \xi}. \quad (17)$$

При $\xi \leq 1$ $R(\xi) = 1$, приходим к классической формуле удельных потерь на ВТ в проводящей пластине [1, 2, 5, 14, 29-31].

При РПЭ ($\xi \geq 4$) $\frac{\operatorname{sh} \xi - \sin \xi}{\operatorname{ch} \xi - \cos \xi} \rightarrow 1$ и $R(\xi) = 3/\xi$, тогда (17) принимает

вид:

$$p_v = \frac{\pi^{1.5}}{2} B_{mc}^2 b f^{1.5} \sqrt{\frac{\gamma}{\mu}}. \quad (18)$$

Для периодических функций: $H_r(t) = H_{mr} \square \sin(\omega t)$ и $B_c(t) = B_{mc} \square \sin(\omega t - \varphi)$, где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, а φ – угол потерь. Удельные потери на ВТ определяются по площади динамической петли $B_c(H_r)$ [31]:

$$p_v = \pi f H_{mr} B_{mc} \sin \varphi. \quad (19)$$

Из (17) с учетом (5), (9)-(11):

$$p_v = \pi f H_{mr} B_{mc} \frac{\operatorname{sh} \xi - \sin \xi}{\sqrt{2(\operatorname{ch}^2 \xi - \cos^2 \xi)}}. \quad (20)$$

Из (19), (20) находим $\varphi(\xi)$ (рис. 2в):

$$\varphi(\xi) = \arcsin \left[\frac{\operatorname{sh} \xi - \sin \xi}{\sqrt{2(\operatorname{ch}^2 \xi - \cos^2 \xi)}} \right]. \quad (21)$$

При РПЭ ($\xi \geq 4$) $\varphi = 45^\circ$ (рис. 2в – красным) и $\sin \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}$ (20) принимает вид:

$$p_b = \frac{\pi f H_{\text{мг}} B_{\text{мс}}}{\sqrt{2}} = \frac{\pi f B_{\text{мс}}^2}{\sqrt{2} \cdot \mu_{\text{пл}}}. \quad (22)$$

VI. Влияние соотношения линейных размеров

Удельные потери на ВТ в прямоугольной пластине с конечным соотношением линейных размеров p_{b2} при $B_{\text{мс}} = \text{const}$ всегда меньше, чем при условии $b \ll L$: $p_{b2}/p_b = K_L(L/b) < 1$, где p_b – потери по (17); $K_L(L/b)$ – коэффициент, зависящий от отношения L/b (рис. 4а).

При $\xi \leq 1$ и $\mu = \text{const}$ зависимость $K_L(L/b)$ находится из численного решения 2D задачи переменного электромагнитного поля прямоугольной проводящей пластины [28].

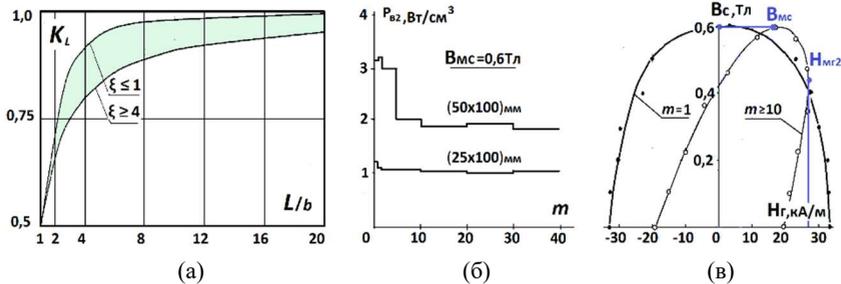


Рис. 4. Зависимости $K_L(L/b)$ (а); эюры $p_{b2}(m)$ [23] (б); динамические петли $B_c(H_t)$ пакета (50x100) мм при $m = 1$ и $m \geq 10$ [23] (в)

Fig. 4. Dependences $K_L(L/b)$ (a); plots of $p_{b2}(m)$ [23] (b); dynamic loops $B_c(H_t)$ of package (50x100) mm at $m = 1$ and $m \geq 10$ [23] (в)

При $\xi \geq 4$ потери на ВТ формируются в узком поверхностном слое по периметру пластины [2,29]: $K_L = L/(L+b)$. Из (22) подобная зависимость справедлива и для амплитуд напряженности на границе:

$$K_L \left(\frac{L}{b} \right) = \frac{p_{b2}}{p_b} = \frac{H_{\text{мг}2}}{H_{\text{мг}}} = \frac{H_{\text{мг}2}}{H_{\text{мг}}} = \frac{L}{L+b}, \quad (23)$$

где $H_{\text{Mg}2}$, $H_{\text{MГ}2}$ – для прямоугольной пластины; $H_{\text{MГ}}$, $H_{\text{MГ}}$ – для «бесконечной» пластины. Кривые $K_L(L/b)$ представлены на рис. 4а (зеленым цветом – зона значений при различной динамике).

VII. Расчет проницаемости μ_n' по удельным потерям на ВТ $p_{\text{в}}$

С использованием аналитического материала разделов III-VI проводим дополнительный анализ результатов локальных измерений в работе [23]. Удельные потери в различных слоях m пакетов пластин при $f = 50$ Гц и $B_{\text{MГ}} = 0,6$ Тл рассчитаны в [23] по площади динамических петель $S_{\text{п}}$, в соответствии с (19), и иллюстрируются петлями $B_c(H_{\text{Г}})$ (для случая наибольшей динамики при $b = 0,05$ м), построенными по точкам за период изменения функций $H_{\text{Г}}(t)$ и $B_c(t)$ (рис. 4в), и кривыми распределения индукции $B^*(x)$ (рис. 1в).

Условия динамики в ламинированном ярме для потока Φ_{τ} – ($\xi < 1$) и пакете пластин для потока Φ_n – ($\xi > 4$) различны (рис. 1а). Распределение индукции $B^*(x)$ (рис. 1в): при $m = 1$ вынужденное равномерное, как у потока Φ_{τ} ; при $m \geq 10$ характерное для проникновения потока Φ_n при РПЭ [27, 30].

На рис. 4б представлены эпюры потерь $p_{\text{в}2}(m)$ пакетов (50x100) мм и (25x100) мм из 80 пластин трансформаторной стали на половине толщины пакета: $m = (1 \dots 40)$. Для обеих зависимостей характерны неизменные значения потерь $p_{\text{в}2}$ во внутренних слоях пакета ($m \geq 10$) и увеличение уровня потерь $p_{\text{в}2}$ в слоях, прилегающих к поверхности ($m = 1$).

Выполнение условия РПЭ – $\varphi = 45^\circ$ подтверждается параметрами петли $B_c(H_{\text{Г}})$ при $b = 0,05$ м и $m \geq 10$: $H_{\text{MГ}2} = 27$ кА/м; $B_{\text{MГ}} = 0,6$ Тл (рис. 4в – синим); площадь петли (планиметром Амслера) $S_{\text{п}} = 36$ кДж/м³; потери $p_{\text{в}2} = S_{\text{п}} f = 36000 \cdot 50 = 1,8 \cdot 10^6$ Вт/м³ коррелируют со значениями на эпюре $p_{\text{в}2}(m)$ при $m \geq 10$ из рис. 4б. Из (19), (23) находим:

$$\sin \varphi = \frac{p_{\text{в}2}}{\pi H_{\text{MГ}2} B_{\text{MГ}}} = \frac{1,8 \cdot 10^6}{3,14 \cdot 50 \cdot 0,6 \cdot 27 \cdot 10^3} = 0,708; \varphi = 45^\circ.$$

Таким образом, при $m \geq 10$ динамические процессы в пакетах пластин зависят от обобщенных параметров ξ и K_L и подчиняются равенствам: (8)-(13), (18)-(23). Из (18), (23) определяем $\mu_n'(p_{\text{в}2})$:

$$\mu_n' = \frac{\gamma}{\mu^0} \left[\frac{\pi^{1,5} B_{\text{MГ}}^2 b f^{1,5} K_L}{2 p_{\text{в}2}} \right]^2. \quad (24)$$

Для пакета (50x100) мм: $b = 0,05$ м; $f = 50$ Гц; $\gamma = 2 \cdot 10^6$ См/м; $L = 0,1$ м; $K_L = 0,667$; $B_{\text{MГ}} = 0,6$ Тл; $p_{\text{в}2} = 1,8 \cdot 10^6$ Вт/м³.

Из (24) получаем $\mu_n' = 68,7$. Из (8) – $\xi = 8,23$.

Для пакета (25x100) мм: $b = 0,025$ м; $f = 50$ Гц; $\gamma = 2 \cdot 10^6$ См/м; $L = 0,1$ м; $K_L = 0,8$; $B_{mc} = 0,6$ Тл; $p_{b2} = 1,05 \cdot 10^6$ Вт/м³ (рис. 4б).

Из формул (24) и (8) получаем $\mu_n' = 72,9$; $\xi = 4,24$.

Неизменность значения $\mu_n' \approx 70$ при кратном изменении ширины пластин b и параметра динамики при $\xi \geq 4$ подтверждает правильность выбранного энергетического подхода к определению μ_n' (через удельные потери на ВТ) и справедливость (8)-(13), (18)-(23). В [23] не учитывается влияние соотношения линейных размеров пластин на проницаемость $\mu_{пл}$ и потерь P_v . После преобразования (6), (7) аналогичны (12), (18) для «бесконечной» пластины.

Локальными измерениями потерь в [23] установлено: при снижении динамики к нижней границе РПЭ (при $b = 0,025$ м) практически исчезает зависимость потерь p_{b2} от m (рис. 4б), что делает возможным при $\xi = 4$ определять усредненные потери p_{b2} в пакете пластин ваттметровым способом [12]. Характер зависимостей (10), (11), (21) позволяет понизить уровень допустимых значений параметра динамики до $\xi \approx 3$ (рис. 2, синим).

VIII. Эксперимент

Намагничивающее устройство (НУ) имеет вид W-образного разрезного ленточного сердечника с сечением внутреннего яра $S_n = (40 \times 80)$ мм² и обмотками $W_n = 2 \times 100$ витков. Вставки во внешних ярах высотой $h = 27$ мм (вырезаны электроэрозионным способом из аналогичного сердечника) замыкают магнитную цепь при размещении в зазоре внутреннего яра пакета пластин с потоком Φ_n (рис. 5а). Питание от автотрансформатора на частоте $f = 50$ Гц.

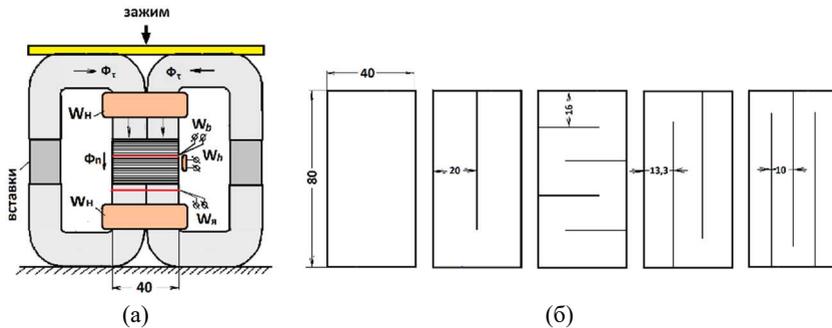


Рис. 5. НУ с пакетом прямоугольных пластин (а); пластины – целая и рассеченные (б)

Fig. 5. Setup with package of rectangular plates (a); plates – whole and dissected (b)

Измерение амплитуд B_{mc} и $H_{mг2}$ проводится индукционными датчиками $W_b = 3$ витка и $W_h = 100$ витков чувствительностью $K_h = 200$ А/(м·мВ).

Измерение активной мощности – малокоsinусным ваттметром Д522. Электрическая схема измерений приведена на рис. 6а.

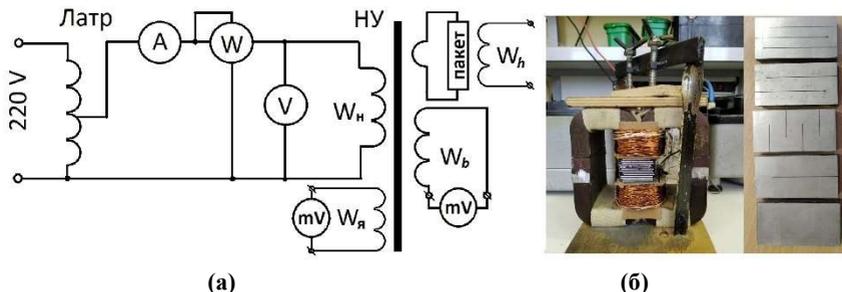


Рис. 6. Электрическая схема измерений (а); фото НУ и пластин (б)

Fig. 6. Electrical circuit of measurements (а); photos of the magnetizing device and plates (б)

Пакеты прямоугольных пластин (40x80) мм вырезаны лазером из холоднокатаной стали 08ПС (0,3% Si): $d = 0,91$ мм; $\gamma = 7,5 \cdot 10^6$ См/м. Ровная глянцевая поверхность и отсутствие изоляционного покрытия позволяют обеспечить коэффициент заполнения $K_3 \approx 1$, а калиброванные прокладки из бумаги или полиэтиленовой пленки разной толщины δ позволяют точно определять коэффициент заполнения K_3 в практически важном диапазоне ($0,9 < K_3 \leq 1$). Для изменения параметра динамики ξ часть пластин дополнительно рассечены по ширине $b = (20; 16; 13,3; 10)$ мм (рис. 5б). Соотношение линейных размеров пакетов пластин разной ширины b в табл. 2. Фото НУ и пакетов пластин на рис. 6б.

Таблица 2.
Соотношение линейных размеров пластин

Table 2.
Ratio of linear dimensions of plates

№ пакета	1	2	3	4	5
b , м	0,040	0,020	0,016	0,0133	0,010
L , м	0,080	0,160	0,200	0,240	0,320
K_L	0,667	0,889	0,926	0,947	0,970

Сравниваются зависимости $\mu_n'(\xi; K_3)$ при определении μ_n' через удельные потери p_v и через напряженность магнитного поля $H_{мг}$ при малых значениях индукции $B_{мс}$.

Уравнение баланса мощностей:

$$P_{\Sigma} = P_M + P_{ст} + P_{в2}, \quad (25)$$

где P_{Σ} – измеренная активная мощность [Вт]; $P_M = I^2 \cdot (R_M + R_W)$ – потери в меди; I – действующее значение тока в цепи намагничивания (А); R_M и R_W – сопротивления намагничивающих обмоток и токовой цепи ваттметра [Ом]; $P_{ст} = P_{ст}(E_{я})$ – потери в стали НУ при фиксированных значениях ЭДС датчика индукции ярма $E_{я}$ [В] ($W_{я} = 3$), которое определяется из (25) при отсутствии пакета пластин (опыт XX):

$$P_{ст} = P_{\Sigma} - P_M. \quad (26)$$

Удельные потери $p_{в2}$ в пакете из n пластин при контрольных значениях $E_{я}$:

$$p_{в2}(B_{мс}) = \frac{P_{\Sigma} - (P_M + P_{ст})}{ndbL}, \quad (27)$$

где $B_{мс} = E_b / (4fW_b bL)$; E_b – среднее значение ЭДС локального датчика индукции W_b в исследуемом пакете (отличается от $E_{я}$ из-за выпучивания потока Φ_n и размагничивающего действия ВТ).

Значения амплитуды напряженности магнитного поля при контрольных значениях $E_{я}$ и $K_3 = 1$ равны $H_{мг2} = K_h E_h$; при $K_3 < 1$ $H_{мг2} = K_h E_h$, где E_h – среднее значение ЭДС датчика напряженности W_h .

Представлены зависимости $\mu_n'(\xi)$ стали 08ПС при амплитуде индукции в ярме $B_{мя} = 0,094$ Тл (контрольное значение $E_{я} = 0,2$ В):

– через удельные потери на ВТ $p_{в2}$, как в разделе VII, (рис. 7а – синим); значения μ_n' определены из (24), ξ из (8), при $K_3 = (0,905; 0,934; 0,970; 0,985; 1,0)$ (табл. 3, при крайних значениях $K_3 = 0,905; 1,0$);

– через напряженность $H_{мг2}$ при $K_3 = 1$ и $H_{мг2}$ при $K_3 = 0,905$ (рис. 7б, табл. 4); значения μ_n' определены с использованием (5), (12), (16), (23); ξ из (9) и (13).

При определении μ_n' через удельные потери (рис. 7а) кривые достоверны $\mu_n'(\xi)$ на участке $3 \leq \xi \leq 4$ (разд. VII); при $\xi > 4$ – обозначены пунктиром; значения μ_n' занижены из-за превышения усредненных удельных потерь по отношению к локальным $p_{в2}$ при известном характере эпюр $p_{в2}(m)$ в [23]. При $\xi = 4$ и различных $K_3 = \text{const}$ красными точками отмечены значения $\mu' = \mu'_{сл}$ – эквивалентной проницаемости слоистого пакета; при $K_3 = 1$ – $\mu' = \mu_n'$ – проницаемость материала (стали 08ПС); стрелки подчеркивают неизменность значений проницаемости μ' при $\xi > 4$.

Таблица 3.
Определение магнитной проницаемости μ_n'
через удельные потери на вихревые токи

Table 3.
Definition of magnetic permeability μ_n' through specific eddy current losses

№	$K_3 = 1,0$				$K_3 = 0,905$			
	$B_{мс}, ТЛ$	$p_{в2}, ВТ/М^3$	μ_n'	ξ	$B_{мс}, ТЛ$	$p_{в2} \cdot 10^4, ВТ/М^3$	μ_n'	ξ
1	0,0870	$6,14 \cdot 10^4$	62,6	12,2	0,0764	$10,8 \cdot 10^4$	12,0	5,33
2	0,0891	$3,95 \cdot 10^4$	73,7	6,60	0,0805	$5,83 \cdot 10^4$	22,5	3,65
3	0,0908	$2,78 \cdot 10^4$	78,6	5,46	0,0810	$4,27 \cdot 10^4$	29,9	3,36
4	0,0910	$2,69 \cdot 10^4$	86,8	4,77	0,0815	$3,22 \cdot 10^4$	39,0	3,19
5	0,0922	$2,03 \cdot 10^4$	95,2	3,75	0,0818	$2,01 \cdot 10^4$	60,4	2,99

Таблица 4.
Определение магнитной проницаемости μ_n'
через напряженность магнитного поля

Table 4.
Definition of magnetic permeability μ_n' through magnetic field strength

№	$K_3 \approx 1,0$ ($\mu_g' = \mu_n'_{пл}$)				$K_3 = 0,905$				
	$B_{мс}, ТЛ$	$H_{мг2}, А/М$	μ_n'	ξ	$B_{мс}, ТЛ$	$H_{мг2}, А/М$	μ_g'	μ_n'	ξ
1	0,0870	5260	91,3	14,7	0,0764	12440	3,26	21,6	7,17
2	0,0891	3600	90,8	7,35	0,0805	8860	6,43	66,1	6,27
3	0,0908	3100	88,3	5,80	0,0810	8380	7,12	72,1	5,24
4	0,0910	2610	90,2	4,88	0,0815	7740	7,93	104	5,23
5	0,0922	1916	102	3,90	0,0818	7480	8,44	101	3,88

Анализ кривых $\mu_n'(\xi)$ (рис. 7, а и б) показывает сходство результатов:
 – при $K_3 = 1$ значения проницаемости материала находятся в зоне $\mu_n' \geq (90 \dots 100)$ (на рис. 7а и б, табл. 3 и 4 – розовым);
 – при различных $K_3 < 1$ и снижении ξ кривых $\mu_n'(\xi)$ значения μ_n' растут, приближаясь к μ_n' при $K_3 = 1$ в красной зоне;
 – значения проницаемости $\mu_{сл}'$ при $K_3 = 0,905$ на рис. 7а и б совпадают: $\mu_{сл}' \approx 22$ (табл. 3 и 4 – голубым).

С уменьшением K_3 удельные потери $p_{в2}$ растут, а проницаемость слоистого пакета $\mu_{сл}'$ снижается, отличаясь от проницаемости μ_g' по (1). На рис. 7в кривые $\mu_{сл}'^*(K_3)$ показаны синим цветом; $\mu_g'^*(K_3)$ – зеленым, где $\mu^* = \mu' / \mu_n'$ для $\mu_n' = 100$.

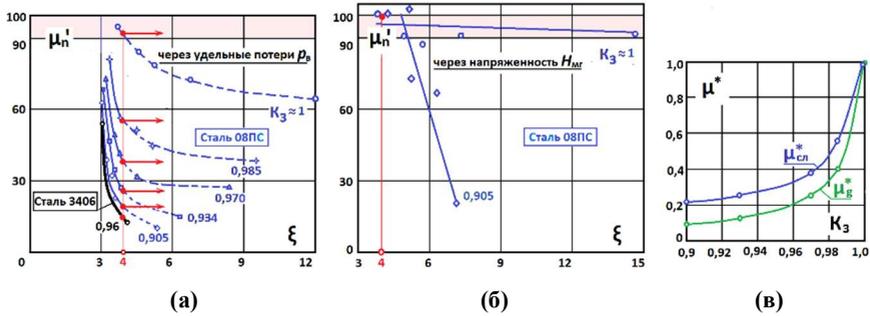


Рис. 7. Зависимости $\mu_n'(\xi)$ при различных $K_3 = \text{const}$: через потери на вихревые токи (а); через напряженность магнитного поля (б); кривые $\mu^*(K_3)$ (в)

Fig. 7. Dependences $\mu_n'(\xi)$ at different $K_3 = \text{const}$: through specific eddy current losses (a); through magnetic field strength (b); curves $\mu^*(K_3)$ (v)

По итогам обсуждения зависимостей $\mu_n'(\xi, K_3)$ стали 08ПС определена кривая $\mu_n'(\xi)$ через удельные потери $p_{в2}$ для трансформаторной стали марки 3406 (3,2% Si): $d = 0,3\text{мм}$; $\gamma = 2 \cdot 10^6 \text{ См/м}$ на пакетах (40x80) мм при $K_3 = 0,96$; $b = (0,04; 0,02) \text{ м}$, на рис. 7а – черным; значение $\mu_n' > 60$.

IX. Заключение

При решении 3D задач определения дополнительных потерь от потоков рассеяния намагничивающих обмоток ламинированных сердечников следует использовать эквивалентную проницаемость слоистой среды $\mu_{сл}'$, зависящую от проницаемости материала и коэффициента заполнения, но в 1,5...2 раза больше традиционной гомогенизированной проницаемости μ_g' .

При прогнозировании дополнительных потерь от действия нормальных потоков в стыках ламинированных сердечников необходимо использовать проницаемость материала, значения которой для трансформаторных сталей могут быть $\mu_n' > (60 \dots 100)$.

Предложен подход к определению проницаемости μ_n' от нормального магнитного потока Φ_n в пакете прямоугольных стальных пластин через удельные потери на вихревые токи p_v с использованием аналитических выражений для резкого поверхностного эффекта.

Повышение достоверности значений проницаемостей $\mu_{сл}'$ и μ_n' в направлении действия нормальных магнитных потоков позволяют повысить точность расчета потерь в магнитопроводах мощных электроэнергетических устройств, в том числе устройств силовой электроники.

Поступила в редакцию 29.12.2023

Принята к публикации 20.03.2024

Received 29.12.2023

Accepted 20.03.2024

Библиографический список

- [1] Moses A., Anderson P., Jenkins K., Stanbury H. *Electrical Steels - Volume 2: Performance and Applications*. London: Institution of Engineering and Technology, 2019. – 664 p. DOI: 10.1049/PBPO157G
- [2] Turowski J., Turowski M. *Engineering electrodynamics. Electric Machine, Transformer, and Power Equipment Design*. London-New York: CRC Press, Taylor & Francis Group Boca Raton, 2014. – 536 p. DOI: 10.1201/b16373
- [3] Казаджан Л.Б. *Магнитные свойства электротехнических сталей и сплавов*. М.: Наука и технологии, 2000. – 223 с.
- [4] Столетов А.Г. *Исследования о функции намагничивания мягкого железа*. М.: Моск. ун-т, 1872. – 81 с.
- [5] Рейнбот Г. *Магнитные материалы и их применение*. Л.: Энергия, 1974. – 384с.
- [6] Pftzner H. Performance of new materials in transformer cores // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 1992. Vol. 112. С. 399-405.
- [7] Wang W., Nysveen A., Magnusson N. Eddy current loss in grain-oriented steel laminations due to normal leakage flux // *IEEE Transactions on Magnetics*. 2021. № 5 (6). С. 1-4. DOI: 10.1109/TMAG.2021.3069727
- [8] Wang W., Nysveen A., Magnusson N. The influence of multidirectional leakage flux on transformer core losses // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2021. Vol. 539. С. 1-8. DOI: 10.1016/j.jmmm.2021.168370
- [9] Kawase Y., Yamaguchi T., Onogi Y. Eddy current analysis of three-phase transformer using 3-D parallel finite element method // 2016 XXII Int. Conf. on Electrical Machines (ICEM), Sept. 04-07, 2016, Lausanne, Switzerland: IEEE, 2016. С. 2828-2832. DOI: 10.1109/ICELMACH.2016.7732923
- [10] Yamaguchi T., Kawase Y., Ishimura S. Influence of magnetic property of electrical steel sheets of transformer on eddy current loss // *Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics*. 2019. № 27 (1). С. 67-72. DOI: 10.14243/jsaem.27.67
- [11] Kalinin Y., Chivenkov A., Vagapov Y., Anuchin A. Determining specific power loss in joint area of laminated magnetic core // 2021 28th International Workshop on Electric Drives: Improving Reliability of Electric Drives (IWED), Jan. 27-29, 2021, Moscow, Russia. М.: IEEE, 2021. С. 1-6. DOI: 10.1109/IWED52055.2021.9376379
- [12] Kalinin Y., Chivenkov A., Vagapov Y., Anuchin A. Analysis and experiential verification of power loss in joint area of laminated transformer core // 2021 56th International Universities Engineering Conference (UPEC), Aug. 31-Sep. 03, 2021, Middlesbrough, UK: IEEE, 2021. С. 1-6. DOI: 10.1109/UPEC50034.2021.9548245
- [13] Калинин Е.В., Чивенков А.И. Резкий поверхностный эффект в стыках шихтованных сердечниках силовых трансформаторов // *Интеллектуальная электротехника*. 2019. № 4. С. 52-67. DOI: 10.46960/2658-6754_2019_4_52
- [14] Tumasky S. *Handbook of magnetic measurements*. London-New York: CRC Press, Taylor & Francis Group Boca Raton, 2011. – 404 p. DOI: 10.1201/b10979

- [15] Silva V.C., Meunier G., Foggia A. A 3-D finite-element computation of eddy currents and losses in laminated iron cores allowing for electrical and magnetic anisotropy // IEEE Transactions on Magnetics. 1995. № 31 (3). С. 2139-2141. DOI: 10.1109/20.376469
- [16] Wang J., Lin H., Huang Y., Sun X. A new formulation of anisotropic equivalent conductivity in laminations // IEEE Transactions on Magnetics. 2011. № 47 (5). С. 1378-1381. DOI: 10.1109/TMAG.2010.2081352
- [17] Millian Mirabel L., Messal O., Benabou A., Le Menach Y., Chevallier L., Korecki J., Roder J-Y., Ducheux J-P. Iron loss modeling of grain oriented electrical steels in FEM simulation environment // IEEE Transactions on Magnetics. 2021. № 28 (2). С. 1-5. DOI: 10.1109/TMAG.2021.3097586
- [18] Barton M.L. Loss calculation in laminated steel utilizing anisotropic magnetic permeability // IEEE Transactions Power Apparatus and Systems. 1980. № PAS-99 (3). С. 1280-1297. DOI: 10.1109/TPAS.1980.319760
- [19] Hihat N, Lecointe J. P., Duchesne S., Napieralska E., Begrand T. Experimental method for characterizing electrical steel sheets in the normal direction // Sensors. 2010. № 10. С. 9053-9064. DOI: 10.3390/s 101009053
- [20] Hihat N., Komeza K., Juszcak E.N., Lecointe J.P. Experimental and numerical characterization of magnetically anisotropic laminations in the direction normal to their surface // IEEE Transactions on Magnetics. 2011. № 47 (11). С. 4517-4522. DOI: 10.1109/TMAG.2011.2158845
- [21] Hihat N., Lecointe J.P., Ninet O., Duchesne S., Napieralska E., Wiak S. Normal permeability of grain non-oriented, grain oriented and amorphous electrical steel sheets // International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. 2014. № 46 (2). С. 349-354. DOI: 10.3233/JAE-141944
- [22] Booth T., Pfutzner H. Characteristics of transformer core materials for flux normal to the sheet plane // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1994. № 133 (1-3). С. 183-186. DOI: 10.1016/0304-8853(94)90520-7
- [23] Yagisawa T., Takekoshi Y., Wada S. Magnetic properties of laminated steel sheets for normal fluxes // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1982. № 26 (1-3). С. 340-342. DOI: 10.1016/0304-8853(82)90189-5
- [24] De Rochebrune A., Dedulle J.M., Sabonnadiere J.C. A technique of homogenization applied to the modeling of transformers // IEEE Transactions on Magnetics. 1990. № 26 (2). С. 520-523. DOI: 10.1109/20.106368
- [25] Зайкова В.А., Старцева. И.Е., Филиппов Б.Н. Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей. М.: Наука, 1992. – 272 с.
- [26] Калинин Е.В. Магнитное поле в анизотропном шихтованном сердечнике. Рекомендации к определению степени магнитной анизотропии холоднокатаных электротехнических сталей // Труды НГТУ им. П.Е.Алексеева. 2018. № 2 (121). С. 96-105.
- [27] Moses A., Anderson P., Jenkins K., Stanbury H. Electrical Steels – Volume 1: Fundamentals and basic concepts. London: The Institution of Engineering and Technology, 2019. – 533 p.
- [28] Калинин Е.В. Моделирование потерь в шихтованных сердечниках силовых трансформаторов // Интеллектуальная электротехника. 2020. № 1 (9). С. 52-68. DOI: 10.46960/2658-6754_2020_1_52

- [29] Ламмеранер Й., Штафль М. Вихревые токи. М.-Л.: Энергия, 1967. – 208 с.
- [30] Brailsford F. Physical principles of magnetism. London: D. Van Nostrand Company LTD, 1966. – 274 p.
- [31] Поливанов К.М. Теория электромагнитного поля. М.: Энергия, 1975. – 207 с.

References

- [1] A. Moses, P. Anderson, K. Jenkins and H. Stanbury, *Electrical Steels – Volume 2: Performance and Applications*. London: Institution of Engineering and Technology, 2019. DOI: 10.1049/PBPO157G
- [2] J. Turowski and M. Turowski, *Engineering electrodynamics. Electric Machine, Transformer, and Power Equipment Design*. London-New York: CRC Press, Taylor & Francis Group Boca Raton, 2014. DOI: 10.1201/b16373
- [3] L.B. Kazadzhan, *Magnitnye svoystva elektrotekhnicheskikh stalej i spлавov [Magnetic properties of electrical steels and alloys]*. Moscow: Science and technology, 2000 (in Russian).
- [4] A.G. Stoletov, *Issledovaniya o funkcii namagnichivaniya myagkogo zheleza [Research on the magnetization function of soft iron]*. Moscow: Moscow. University, 1872 (in Russian).
- [5] G. Reinbot, *Magnitnye materialy i ih primeneniye [Magnetic materials and their application]*. Leningrad: Energy, 1974 (in Russian).
- [6] H. Pfitzner, “Performance of new materials in transformer cores”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 112, p. 399-405, 1992.
- [7] W. Wang, A. Nysveen and N. Magnusson, “Eddy current loss in grain-oriented steel laminations due to normal leakage flux”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 5, no. 6, pp.1-4, Mar. 2021. DOI: 10.1109/TMAG.2021.3069727
- [8] W. Wang, A. Nysveen and N. Magnusson, “The influence of multidirectional leakage flux on transformer core losses”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 539, pp.1-8, Dec. 2021. DOI: 10.1016/j.jmmm.2021.168370
- [9] Y. Kawase, T. Yamaguchi and Y. Onogi, “Eddy current analysis of three-phase transformer using 3-D parallel finite element method”, in proc. *2016 XXII Int. Conf. on Electrical Machines (ICEM)*, Sept. 04-07, 2016, Lausanne, Switzerland, pp. 2828-2832. DOI: 10.1109/ICELMACH.2016.7732923
- [10] T. Yamaguchi, Y. Kawase and S. Ishimura, “Influence of magnetic property of electrical steel sheets of transformer on eddy current loss”, *Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol. 27, no. 1, pp. 67-72, 2019. DOI: 10.14243/jsaem.27.67
- [11] Y. Kalinin, A. Chivenkov, Y. Vagapov and A. Anuchin, “Determining specific power loss in joint area of laminated magnetic core”, in proc. *2021 28th International Workshop on Electric Drives: Improving Reliability of Electric Drives (IWED)*, Jan. 27-29, 2021, Moscow, Russia, pp. 1-6. DOI: 10.1109/IWED52055.2021.9376379
- [12] Y. Kalinin, A. Chivenkov, Y. Vagapov and A. Anuchin, “Analysis and experiential verification of power loss in joint area of laminated transformer core”, in proc. *2021 56th International Universities Engineering Conference (UPEC)*, Aug. 31-Sep. 03, 2021, Middlesbrough, UK, pp.1-6. DOI: 10.1109/UPEC50034.2021.9548245

- [13] E.V. Kalinin and A.I. Chivenkov, "Sharp surface effect in joints of laminated cores of power transformers", *Smart electrical engineering*, no. 4, pp. 52-67, 2019. DOI: 10.46960/2658-6754_2019_4_52
- [14] S. Tumasky, *Handbook of magnetic measurements*. London-New York: CRC Press, Taylor & Francis Group Boca Raton, 2011. DOI: 10.1201/b10979
- [15] V.C. Silva, G. Meunier and A. Foggia, "A 3-D finite-element computation of eddy currents and losses in laminated iron cores allowing for electrical and magnetic anisotropy", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, no. 3, pp. 2139-2141, May 1995. DOI: 10.1109/20.376469
- [16] J. Wang, H. Lin, Y. Huang and X. Sun, "A new formulation of anisotropic equivalent conductivity in laminations", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 47, no. 5, pp. 1378-1381, Apr. 2011. DOI: 10.1109/TMAG.2010.2081352
- [17] L. Millian Mirabel, O. Messal, A. Benabou, Y. Le Menach, L. Chevallier, J. Korecki, J-Y. Roder and J-P. Duchoux, "Iron loss modeling of grain oriented electrical steels in FEM simulation environment", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 28, no. 2, pp. 1-5, Jul. 2021. DOI: 10.1109/TMAG.2021.3097586
- [18] M.L. Barton, "Loss calculation in laminated steel utilizing anisotropic magnetic permeability", *IEEE Transactions Power Apparatus and Systems*, vol. PAS-99, no. 3, pp. 1280-1281, May 1980. DOI: 10.1109/TPAS.1980.319760
- [19] N. Hihat, J.P. Lecointe, S. Duchesne, E. Napieralska and T. Begrand, "Experimental method for characterizing electrical steel sheets in the normal direction", *Sensors*, vol. 10, pp. 9053-9064, Oct. 2010. DOI: 10.3390/s 101009053
- [20] N. Hihat, K. Komezsa, E.N. Juszcak and J.P. Lecointe, "Experimental and numerical characterization of magnetically anisotropic laminations in the direction normal to their surface", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 47, no. 11, pp. 4517-4522, Nov. 2011. DOI: 10.1109/TMAG.2011.2158845
- [21] N. Hihat, J.P. Lecointe, O. Ninet, S. Duchesne, E. Napieralska and S. Wiak, "Normal permeability of grain non-oriented, grain oriented and amorphous electrical steel sheets", *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol. 46, no. 2, pp. 349-354, Jul. 2014. DOI: 10.3233/JAE-141944
- [22] T. Booth and H. Pfitzner, "Characteristics of transformer core materials for flux normal to the sheet plane", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 133, no. 1-3, pp. 183-186, 1994. DOI: 10.1016/0304-8853(94)90520-7
- [23] T. Yagisawa, Y. Takekoshi and S. Wada, "Magnetic properties of laminated steel sheets for normal fluxes", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 26, no. 1-3, pp. 340-342, 1982. DOI: 10.1016/0304-8853(82)90189-5
- [24] A. De Rochebrune, J.M. Dedulle and J.C. Sabonnadiere, "A technique of homogenization applied to the modeling of transformers", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 26, no. 2, pp. 520-523, Mar. 1990. DOI: 10.1109/20.106368
- [25] V.A. Zaikova, I.E. Startseva and B.N. Filippov, *The domain structure and magnetic properties of electrotechnical steels*. Moscow: Nauka, 1992.
- [26] E.V. Kalinin, "Magnitnoe pole v anizotropnom shihtovannom serdechnike. Rekomendacii k opredeleniyu stepeni magnitnoj anizotropii holodnokatanyh elektrotekhnicheskikh stalej [Magnetic field in an anisotropic laminated core. Recommendations for determining the degree of magnetic anisotropy of cold-rolled electrical steels]

- mendations for determining the degree of magnetic anisotropy of cold-rolled electrical steels]”, *Proceedings of NSTU n.a. R.E. Alekseeva*, vol. 2, no. 121, pp. 96-105, 2018 (in Russian).
- [27] A. Moses, P. Anderson, K. Jenkins and H. Stanbury, *Electrical Steels-Volume 1: Fundamentals and basic concepts*. London: The Institution of Engineering and Technology, 2019.
- [28] E.V. Kalinin, “Model of losses in laminated cores of power transformers”, *Smart electrical engineering*, vol. 1, no. 9, pp. 52-68, 2020. DOI: 10.46960/2658-6754_2020_1_52
- [29] J. Lammeraner and M. StafI, *Vihrevye toki [Eddy currents]*. Moscow-Leningrad: Energy, 1967 (in Russian).
- [30] F. Brailsford, *Physical principles of magnetism*. London: D. Van Nostrand Company LTD, 1966.
- [31] К.М. Polivanov, *Teoriya elektromagnitnogo polya [Electromagnetic field theory]*. Moscow: Energy, 1975 (in Russian).

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Калинин Евгений Владимирович, ведущий инженер Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Российская Федерация.

Evgeny V. Kalinin, lead engineer of the Nizhny Novgorod State Technical University n.a. R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russian Federation.

Чивенков Александр Иванович, доктор технических наук, профессор Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Российская Федерация.

Alexander I. Chivenkov, D. Sci. (Eng.), professor of the Nizhny Novgorod State Technical University n.a. R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russian Federation.