

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ КАНАЛЫ ДИССИПАЦИИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ
В ДЕФЕКТНЫХ ПРОВОДНИКАХ.
Часть 1**

**В. М. Иванов¹, А. В. Лановая², А. В. Кобелев¹,
Ж. А. Зарандия¹, Е. О. Федосова¹**

*Кафедра «Электроэнергетика», ФГБОУ ВО «ТГТУ», г. Тамбов (1);
кафедра «Математика и информатика», ЧОУВО «Московский университет
имени С. Ю. Витте», г. Москва (2), Россия; IVM-tstu@mail.ru*

Ключевые слова: волновой процесс; дефектные зоны; диссипация; температуропроводность; ударные волны; энергетический канал; энергозатраты.

Аннотация: Предложены механизмы диссипации электромагнитной энергии в локальных дефектных зонах проводника под током. Показано, что амплитуда и длительность тока полностью контролируют тепловые, механические, химические и радиационные процессы в данных зонах.

Интерес исследователей к физическим процессам, возникающим в дефектных проводниках при протекающем токе, связан в большей степени с возможностью стабилизировать надежную их работу. Работа проводников под током планируется устойчивой, а потеря устойчивости тесно связана с концентрацией электромагнитной (ЭМ) энергии в дефектных зонах. Опасность активации данных зон заключается в том, что ЭМ энергия, интенсивно локализуясь, превращается в тепловую, химическую, механическую и излучения при различных параметрах тока (амплитуды и длительности). При относительно малых амплитудах и большой длительности токового воздействия, что равносильно рабочим режимам в электрических сетях, преобладающим энергетическим фактором является тепло, которое концентрируется в дефектных зонах и приводит к структурным переменам рассматриваемой области. Физическая модель диссипации ЭМ энергии представляет точечный источник тепла, температурный градиент которого зависит от геометрии дефекта, удельного сопротивления металла и его констант (теплопроводности и температуропроводности), влияющих на диффузионное распространение тепла в проводнике.

Мощность теплового источника в единице объема пропорциональна квадрату напряженности электрического поля тока E , В/м и удельной проводимости материала проводника σ , См/м

$$q = \sigma E^2.$$

Если электрическое поле меняется по гармоническому закону $E(t) = E_{\max} \sin \omega t$, где E_{\max} – амплитуда напряженности электрического поля, В/м; ω – круговая частота, рад/с; t – время, с, то выделяемое в проводнике тепло зависит от

действующего значения. Тогда одномерное электрическое поле переменного тока в плоском бездефектном проводнике описывается уравнением

$$\frac{d\dot{E}}{dx^2} = j\omega\mu_0\mu\sigma\dot{E} \quad \text{или} \quad \nabla^2\dot{E} = -\mu_0\mu\sigma\dot{E}, \quad (1)$$

где \dot{E} – изображение действующего значения напряженности электрического поля на комплексной плоскости, В/м; j – плотность тока вдали от дефекта, А/м²; μ_0 – магнитная постоянная, Гн/м; μ – относительная магнитная проницаемость.

Решение уравнения (1) находится в виде

$$E = E_1e^{-kx} + E_2e^{kx},$$

где E_1, E_2 – действующие значения соответственно продольных и поперечных волн, В/м. Происходящий в проводнике волновой процесс зависит от коэффициента затухания K , равного

$$K = (1 + j)/\delta,$$

где $\delta = \sqrt{2/\omega\mu_0\mu\sigma}$ – глубина проникновения тока в проводнике или толщина скин-слоя.

Частотная зависимость отражается на тепловыделении, а при наличии дефектов в проводниках – на возникновении зон вокруг дефектов с повышенной температурой – зон термического влияния (ЗТВ).

Очевидно, распространение тепла в ЗТВ также носит волновой характер, о чем свидетельствуют картины теплового потока электрического тока на дефектной пластине из нержавеющей стали (рис. 1) и распределение микротвердости в ЗТВ (рис. 2).

Рассмотренные электромагнитные и тепловые процессы обусловлены действием на проводник собственно электрического и магнитного полей. В процессе установления их стационарных значений в объеме металла наблюдается ряд интересных явлений. Как известно, электромагнитное поле (ЭМП) проникает в проводник с конечной довольно высокой скоростью, то есть с поверхности в глубь материала продвигается фронт раздела между намагниченной и ненамагниченной областями. За фронтом волны вследствие возникновения индукционных токов выделяется определенное количество тепла, приводящее к наведению в материале динамических термических напряжений, вызывающих термический удар по поверхности.

Более подробно концентрация тепловой энергии вокруг различных дефектов в металлах, приводящая к термомеханическому разрушению проводника, обсуждается в работах [1 – 4]. Следовательно, при пропускании тока ортогонально

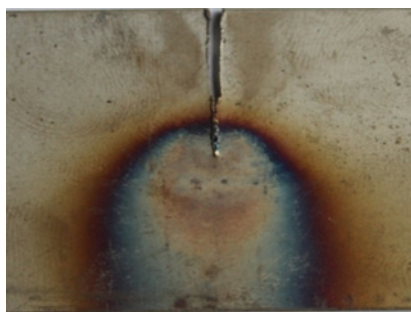


Рис. 1. Картина теплового поля по цветам побежалости
(образцы из нержавеющей стали с краевым вырезом, имитирующим острый дефект)

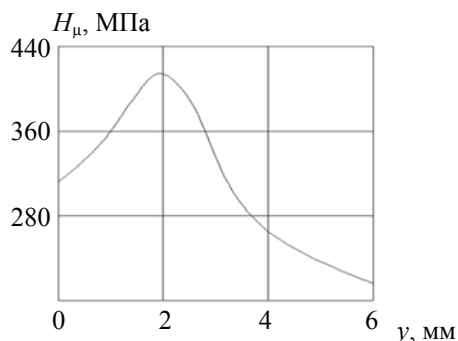


Рис. 2. Распределение микротвердости в зонах термического влияния
(трансформаторная сталь)

к вытянутому острому дефекту максимальные значения напряженности электрического E и магнитного H полей реализуются на его кромке и составляют $E_{\max} = j\gamma l^{1/2} a^{-1/2}$, $H_{\max} = jl$, где γ – удельное сопротивление, Ом/м; a – радиус скругления вершины к хрупкой трещине, м.

В одномерном приближении скорость стационарного продвижения фронта волны плавления определяется балансом энергии ЭМП и энтальпии L , кДж/м³

$$v = \frac{E_{\max} H_{\max}}{L} = \frac{j^2 \gamma l^{3/2}}{La^{1/2}}.$$

Этим соотношением можно пользоваться в тех случаях, когда скорость тепловой волны в области интенсивного тепловыделения $v_T = \kappa/a$ (κ – коэффициент температуропроводности) меньше скорости движения фронта плавления. При этом тепловые потери на непроизводительный нагрев проводника будут минимальны, а процесс теплового разрушения – наиболее эффективен с точки зрения энергозатрат. В пределе затраты энергии на образование единицы новой поверхности можно довести до значения $\omega = La$. Так, при типичных для металлов значениях $L = 10^{10}$ Дж/м³ и $a = 10^{-6} - 10^{-5}$ м, $\omega = 10^4 - 10^5$ Дж/м², что конечно существенно выше истинной поверхностной энергии, но совпадает по порядку величины с удельной работой хрупкого разрушения. Плотность тока, минимально необходимую для достижения такого режима, можно определить, учитывая равенство $v = v_T$,

$$j_c = \left(\frac{\kappa L}{\gamma a^{1/2} l^{3/2}} \right)^{1/2}.$$

Например, для алюминиевой шины с длиной дефекта $l = 10^{-2}$ м и $a = 10^{-8}$ м $j_c = 2 \cdot 10^8$ А/м², соответствующая скорость продвижения фронта плавления $v = 1$ м/с.

При пропускании тока меньшей плотности необходим учет теплопроводности. В одномерном приближении при сделанных выше допущениях не происходят изменения зависимости $v(j)$. Однако из качественных соображений ясно, что при уменьшении плотности тока может смениться сам механизм разрушения, т.к. при $j < j_c$ тепловая волна будет опережать фронт разрушения и для достижения критического значения энтальпии L на кромке дефекта потребуется время τ

$$\tau = \frac{RL}{E_m H_m} = \frac{RLa^{1/2}}{j^2 \gamma l^{3/2}}, \quad (2)$$

где R – размер области, окружающей вершину острого дефекта, которая успевает прогреться за счет теплопроводности. По порядку величины она равна расстоянию, на которое тепловая волна успевает распространиться за время τ

$$R = (\kappa \tau)^{1/2}, \quad (3)$$

где $R = (R_x^2 + R_y^2)^{1/2}$ (рис. 3).

Если R сравнимо с толщиной шины h , м или превышает ее, то к моменту достижения на кромке дефекта эн-

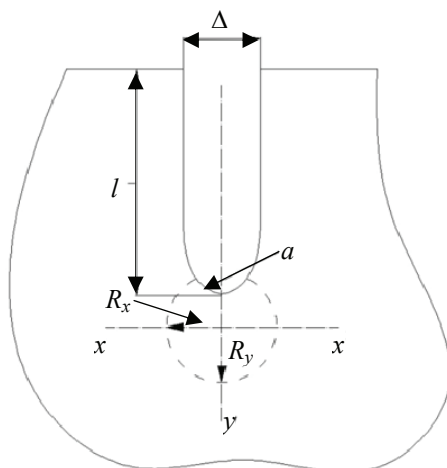


Рис. 3. Образование кратера в вершине дефекта размерами R_x и R_y :
 l – длина дефекта; a – радиус при его вершине;
 Δ – расстояние между его берегами

тальпии L весь прогретый объем может потерять устойчивость и произойдет образование сквозного отверстия – кратера с поперечником порядка R (см. рис. 3). Образовавшийся кратер будет окружен практически холодным металлом, на прогрев которого снова потребуется время τ . В результате процесс теплового разрушения будет носить нестационарный, периодический характер, а образующиеся поверхности разрушения – отражать возникшие неустойчивости. Кинетика и периодичность процесса целиком определяются плотностью тока, геометрией дефекта и теплофизическими свойствами проводника.

Решая уравнения (2) и (3) совместно, можно определить период первой пульсации τ_1 и размер образующегося кратера R_1

$$\tau_1 = \kappa L^2 a / j^4 l^{3/2} \gamma^2; \quad R_1 = \kappa a^{1/2} / j^2 l^{3/2} \gamma.$$

В последующих пульсациях, когда в исходном состоянии $a = R$

$$\tau_1 = \kappa L^2 R / j^4 l^{3/2} \gamma^2; \quad R_1 = \kappa^2 L^2 / j^4 l^3 \gamma^2.$$

Из уравнений следует, что средняя скорость теплового разрушения в этом режиме контролируется темпом распространения тепловой волны

$$\bar{v} = \frac{R}{\tau} = \frac{\kappa}{R} = j^4 l^3 \gamma^2 / \kappa L^2$$

и зависит от тока и геометрии надреза в гораздо большей степени, чем в стационарном.

Другой энергетический канал диссипации ЭМ энергии связан с чисто механическими усилиями ЭМП. Нарастающий в проводнике ток настолько кратковременный, что не успевает нагреть дефектную зону до температуры фазового периода, но успевает создать большое по напряженности магнитное поле, которое при взаимодействии с током вызывает мощные механические усилия. В результате такого импульсного воздействия в локальной дефектной зоне возникает мегапластическая деформация, приводящая к резкому изменению структуры (рис. 4, а) и образованию микротрещин (см. рис. 4, б). Здесь лидирующим механизмом разрушения является пондеромоторный (уравновешивающий)[4].

Следует отметить, что нагрев в слабых полях ($\times 10^6$ А/м) невелик, но в области $H \cdot 10^7$ А/м он очень быстро растет с повышением амплитуды поля, практически поверхность любого металла начинает плавиться при $H \approx 7 \cdot 10^7$ А/м [5]. В поле напряженностью более 10^8 А/м зона плавления быстро диффундирует в проводник, а его поверхность начинает испаряться. Дальнейшее увеличение напряженности приводит при $H \approx 1,2 \cdot 10^8$ А/м к электрическому взрыву поверхно-

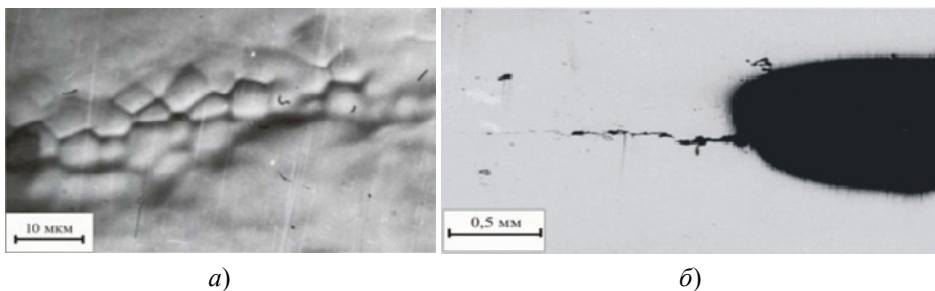


Рис. 4. Субструктура на кромке (а) и микротрещина (б) зоны термического влияния (трансформаторная сталь)

сти и образованию ударных волн, распространяющихся вглубь металла и сжимающих его. И, наконец, в предельно достижимых в настоящее время полях напряженностью $(4...8) \cdot 10^8$ А/м температура фронта испарения превышает $10^4...10^5$ К, а плотность энергии магнитного поля превышает энергию связи большинства металлов.

Возникающие в импульсном магнитном поле пондеромоторные усилия в общем случае зависят от амплитуды, длительности и ориентации вектора напряженности. В условиях выраженного скин-эффекта данная связь описывается уравнением [5]

$$\bar{P} = \mu_0 \mu \left[(\bar{n} \bar{H}) \bar{H} - \frac{1}{2} \bar{n} H^2 \right],$$

где \bar{P} – плотность поверхностных сил, Па; \bar{n} – единичный вектор нормали к поверхности проводника.

Анализ выражения показывает, что абсолютная величина вектора максвелловского натяжения всегда равна $\frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2$ и не зависит от ориентации элемента поверхности по отношению к полю, а направлен он так, что вектор \bar{H} делит пополам угол между \bar{P} и \bar{n} .

Таким образом, при изменении ориентации магнитного поля к поверхности можно достичь ее сжатия, растяжения, чистого сдвига или любой комбинации данных видов напряженного состояния.

Абсолютная величина электродинамического давления достигает предела текучести для проводников из алюминия или меди при полях $(2...3) \cdot 10^7$ А/м, а для молибдена или стали – при $(5...7) \cdot 10^7$ А/м. В поле напряженностью $8 \cdot 10^7$ А/м магнитное давление, равное 4 МПа, намного превышает предел текучести всех металлов и при длительности в несколько мкс достаточно для генерации ударных волн [5]. Плотность энергии магнитного поля становится сравнимой с получаемой при взрыве тринитротолуола, а его действие равносильно химическому взрыву на поверхности проводника [6].

Таким образом, воздействие ЭМП на проводник сопровождается широкой гаммой эффектов, которые влияют на прочность и разрушение проводников.

Список литературы

1. Электротермическое разрушение металла электромагнитным полем / В. М. Финкель [и др.] // Физика и химия обработки материалов. – 1985. – № 2. – С. 16 – 23.
2. Разрушение дефектных проводников с током в магнитном поле / А. В. Лановая [и др.] // Изв. РАН. Сер. : Физ. – 2008. – Т. 72, № 9. – С. 1341 – 1343.
3. О концентрации энергии на отверстиях в плоском проводнике с током / А. В. Иванова [и др.] // Вестн. Тамб. университета. Сер. : Естеств. и техн. науки. – 2000. – Т. 5, № 2–3. – С. 328 – 330.
4. Термомеханическая и пондеромоторная стойкость проводников / В. М. Иванов [и др.] // Вестн. Тамб. университета. Сер. : Естеств. и техн. науки. – 2013. – Т. 18, № 4–2. – С. 1745.
5. Кнопфель, Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля / Г. Кнопфель. – М. : Мир, 1972. – 392 с.
6. Действие излучения большой мощности на металлы / С. И. Анисимов [и др.]. – М. : Наука, 1970. – 272 с.

Energy Channels of Electromagnetic Energy Dissipation in Flawed Conductors. Part 1

V. M. Ivanov¹, A. V. Lanovaya², A. V. Kobelev¹,
Zh. A. Zarandiya¹, E. O. Fedosova¹

Department "Electrical Power Engineering" TSTU, Tambov (1);
Department "Mathematics and Informatics", Witte Moscow University, Moscow (2),
Russia; IVM-tstu@mail.ru

Keywords: dissipation; energy; energy channel; flawed zones; shock waves; thermal diffusivity; wave process.

Abstract: The paper describes the mechanisms of dissipation of electromagnetic energy in local flawed zones of current-carrying conductor. It is shown that the amplitude and duration of the current control thermal, mechanical, chemical and radiative processes in these zones.

References

1. Finkel' V.M., Golovin Yu.I. Ivanov V.M., Kiperman V.A. [Electro thermal destruction of the electromagnetic field of the metal], *Fizika i khimiya obrabotki materialov* [Physics and Chemistry of Materials Treatment], 1985, no. 2, pp. 16-23. (In Russ.)
2. Lanovaya A.V., Ivanov V.M., Lozenkov A.A., Pluzhnikova T.N. [Destruction of defective conductors with a current in a magnetic field], *Izvestiya RAN. Ser. : Fizicheskaya* [Bulletin of the Russian Academy of Sciences : Physics], 2008, vol. 72, no. 9, pp. 1341-1343. (In Russ., abstract in Eng.)
3. Ivanova A.V., Puchkov N.P., Ivanov V.M., Baryshev G.A. [Energy Concentration On The Hole In The Flat Conductor Under Power], *Vestnik Tambovskogo universiteta. Seriya : Estestvennye i tekhnicheskie nauki* [Tambov University Reports. Series : Natural and Technical Sciences], 2000, vol. 5, no. 2-3, pp. 328-330. (In Russ., abstract in Eng.)
4. Ivanov V.M., Vinokurov E.B., Lanovaya A.V., Anfimov K.N., Proskuryakov A.A. [Thermomechanical And Pondero-Motive Conductors Stability], *Vestnik Tambovskogo universiteta. Seriya : Estestvennye i tekhnicheskie nauki* [Tambov University Reports. Series : Natural and Technical Sciences], 2013, vol. 18, no. 4-2, pp. 1745. (In Russ., abstract in Eng.)
5. Knopfel' G. *Sverkhsil'nye impul'snye magnitnye polya* [Superstrong pulsed magnetic fields], Moscow: Mir, 1972, 392 p. (In Russ.)
6. Anisimov S.I., Imas Ya.A., Romanov G.S., Khodyko Yu.V. *Deistvie izlucheniya bol'shoi moshchnosti na metally* [High-power radiation on metals], Moscow: Nauka, 1970, 272 p. (In Russ.)

Energetische Kanäle der Dissipation der elektromagnetischen Energie in den defekten Leitern. Teil 1

Zusammenfassung: Es sind die Mechanismen der Dissipation der elektromagnetischen Energie in den lokalen defekten Zonen der Leiter unter dem Strom vorgeschlagen. Es ist gezeigt, dass die Amplitude und die Dauer des Stromes die Thermisch-, Mechanisch-, Chemisch- und Strahlungsprozesse in den gegebenen Zonen vollständig kontrollieren.

**Canaux énergétiques de la dissipation de l'énergie
électromagnétique dans les conducteurs défectueux.
1-ère partie**

Résumé: Sont proposés des mécanismes de la dissipation de l'énergie électromagnétique dans les zones défectueuses locales du conducteur sous le courant électrique. Est montré que l'amplitude et la durée du courant contrôlent complètement les processus thermiques, mécaniques, chimiques et radioactifs dans ces zones.

Авторы: *Иванов Владимир Михайлович* – кандидат физико-математических наук, профессор кафедры «Электроэнергетика», ФГБОУ ВО «ТГТУ», г. Тамбов, Россия; *Лановая Анна Владимировна* – кандидат физико-математических наук, доцент, заместитель заведующего кафедрой «Математика и информатика», ЧОУВО «Московский университет имени С. Ю. Витте», г. Москва, Россия; *Кобелев Александр Викторович* – кандидат технических наук, заведующий кафедрой «Электроэнергетика»; *Зарандия Жанна Александровна* – кандидат технических наук, доцент кафедры «Электроэнергетика»; *Федосова Екатерина Олеговна* – магистрант, ФГБОУ ВО «ТГТУ», г. Тамбов, Россия.

Рецензент: *Федоров Виктор Александрович* – доктор физико-математических наук, профессор института математики, естествознания и информационных технологий, ФГБОУ ВО «Тамбовский государственный университет имени Г. Р. Державина», г. Тамбов, Россия.
