Math-Net.Ru
Общероссийский математический портал

А. Н. Диденко, Теплофизические и электрофизические эффекты при прохождении мощных импульсных токов через проводники,
Докл. РАН, 1995, том 343, номер 4, 467–468

https://www.mathnet.ru/dan50402

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
https://www.mathnet.ru/rus/agreement

Параметры загрузки:
IP: 18.97.14.90
22 января 2026 г., 22:16:28

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК, 1995, том 343, № 4, с. 467 - 468

ФИЗИКА

УДК 536.21+537.311.31

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ ЧЕРЕЗ ПРОВОДНИКИ

© 1995 г. Член-корреспондент РАН А. Н. Диденко

Поступило 05.12.94 г.

В [1] показано, что под действием мощных СВЧ-импульсов отражающие свойства металлов могут изменяться и это создает лучшие условия для поглощения СВЧ-энергии. Предпринятая в [2] попытка физической интерпретации данного явления показала возможность его непротиворечивого объяснения на основе предположения о существенном влиянии магнитной компоненты СВЧ-поля на движение электронов проводимости в скин-слое, связанного с этим увеличения сопротивления металла в направлении, перпендикулярном магнитному полю, и, как следствие, уменьшения отражающих свойств. Поскольку видеоимпульсы могут вызывать аналогичное воздействие, то можно предположить, что подобное изменение будет иметь место и при протекании по проводнику мощных импульсов тока. Исследованию возникающих при этом электрофизических и теплофизических свойств и посвящена данная статья.

Итак, если ток I длительностью t_i протекает по цилиндрическому проводнику радиуса a, то изменение температуры проводника ΔT можно определить из выражения

$$\Delta T = \frac{IUt_i}{mC_P} = \frac{IUt_i}{2\pi a\delta l\rho C_P}, \qquad (1)$$

где ρ – плотность, C_P – теплоемкость, δ – глубина скин-слоя, а U – падение напряжения на длине l. Учитывая, что

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\mu\omega\sigma_0}} = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{t_i}{\mu\sigma_0}},$$

воспользовавшись формулой Био-Савара и условиями Щукина–Леонтовича для проводников с конечной проводимостью σ_0

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{8\pi\sigma_0}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\sigma_0 t_i}},$$

выражение для ΔT можно преобразовать к виду

$$\Delta T = 2\pi\frac{\mu H_0^2}{8\pi\rho C_P} = \frac{\pi B_0^2}{\mu_0}\frac{1}{\rho C_P}, \qquad (2)$$

где H_0 – напряженность магнитного поля на поверхности проводника, $\omega = 2\pi f = 2\pi/t_i$ – эффективная частота, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. Как видно из (2), получился достаточно неожиданный результат, из которого следует, что для импульсного тока, в отличие от постоянного тока, изменение температуры проводника не зависит ни от длительности импульса, ни от проводимости проводника, а определяется только плотностью энергии магнитного поля на поверхности проводника и такими характеристиками, как плотность и теплоемкость.

Это объясняется тем, что при уменьшении длительности импульса глубина скин-слоя и, соответственно, сопротивление проводника изменяются таким образом, что проводник успевает нагреться до той же температуры за более короткий промежуток времени.

В общем виде выражение (2) можно записать в такой форме:

$$\Delta T = 2\pi\frac{\mu H_0^2}{8\pi\rho C_P}\frac{2c\xi t_i}{\delta},$$

где ξ – импеданс проводника, который для нормального скин-эффекта равен

$$\xi = \sqrt{\frac{\omega\mu}{8\pi\sigma_0}}.$$

Так как всегда $\delta \sim \xi/\omega \sim \xi t_i$, то из этого выражения следует, что приведенный выше результат будет справедлив не только для нормального, но и для аномального скин-эффекта.

Так как ΔT не зависит от сопротивления проводника и обратно пропорционально ρC_P, то интересной особенностью этого является тот факт, что при пропускании одного и того же импульсного тока через проводники одинакового диаметра, изготовленные из разных металлов, например

Московский инженерно-физический институт

в ряду чистых металлов Ni–Fe–W–Al–Ag, температура поверхности проводника будет возрастать при переходе от Ni к Ag в отличие от постоянного тока, когда в этом же ряду металлов при переходе от Ni к Ag температура проводников будет уменьшаться.

Выражение (2) позволяет определить ту температуру, до которой нагреется проводник при протекании через него импульсного тока. Например, для меди

$$\Delta T = 0.735 B_0^2 \text{ (Тл), K.}$$

Другим явлением, сопровождающим протекание тока, является возрастание сопротивления из-за влияния магнитного поля на движение электронов [3]. Проводимость при наличии магнитного поля

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_Л/\nu_{ст})^2},$$

где $\omega_Л$ – ларморовская частота, а $\nu_{ст}$ – частота столкновений. Например, для меди при $\sigma_0 = 5 \cdot 10^{17}$ 1/с и при плотности электронов $n = 8 \cdot 10^{22}$ 1/см^3 $\nu_{ст} = 4 \cdot 10^{13}$1/с, поэтому сопротивление начинает существенно возрастать, если $B = 1.4 \cdot 10^2$ Тл. При таком магнитном поле, как следует из (2), медный проводник расплавится раньше, чем его проводимость изменится сколько-нибудь существенно из-за влияния магнитного поля. Однако если взять очень чистый проводник, у которого частота столкновений будет примерно на порядок меньше, или если его охладить до низких температур, то возрастание сопротивления начнется при значительно меньших магнитных полях (~10 Тл), и поэтому возможна такая ситуация, когда проводник перейдет в состояние, близкое к диэлектрическому, раньше, чем расплавится. Так, например, если диаметр проводника равен 100 мкм, то для очень чистых проводников ($\sigma_0 \sim 5 \cdot 10^{18}$ 1/с) такая ситуация может возникнуть, когда ток в импульсе превысит 5 или 50 кА, если диаметр проводника равен 1 мм. Нетрудно показать, что этот факт может быть использован для разработки коммутаторов и обострителей фронтов мощных импульсов тока многоразового пользования.

В заключение необходимо отметить, что выражение (2) справедливо только для тех случаев, когда радиус проводника больше глубины скин-слоя $a \gg \delta$ и излучением можно пренебречь. Если же $a \leq \delta$, то

$$\Delta T = \frac{\sqrt{\mu} H_0^2}{8\pi\rho C_P} \frac{c}{\delta} \sqrt{\frac{t_i}{\sigma_0}}, \tag{3}$$

а если нельзя пренебречь излучением, то

$$\Delta T = 2\pi \left(\frac{\mu H_0^2}{8\pi} \frac{2c\xi t_i}{\delta} - \frac{\sigma_{изл} T^4}{\omega\delta} \right) \frac{1}{\rho C_P}. \tag{4}$$

Таким образом, представляет интерес не только тот факт, что прирост температуры определяется отношением плотности энергии магнитного поля к величине ρC_P, но и то, что отличие этой величины от $(2\pi)^{-1}$ будет нести информацию и о соотношении между глубиной скин-слоя и толщиной проводника, и о влиянии теплового излучения. Все это свидетельствует о целесообразности введения некоторого безразмерного числа, являющегося отношением плотности энергии магнитного поля на поверхности проводника к плотности энергии, характеризующей нагрев на ΔT единицы объема вещества с плотностью ρ и теплоемкостью C_P:

$$A = \frac{\mu H_0^2}{8\pi\rho C_P \Delta T}, \tag{5}$$

где ΔT определяется из формул (2), (3) или (4).

Минимальное значение этого числа равно $(2\pi)^{-1}$. Увеличение его по сравнению с $(2\pi)^{-1}$ свидетельствует или об усилении теплообмена излучением, или об уменьшении радиуса проводника по сравнению с глубиной скин-слоя.

Следует заметить, что, по-видимому, введение новых чисел, являющихся отношением двух величин с одинаковой размерностью из разных областей знания (в данном случае из электродинамики и теплофизики), является достаточно плодотворной идеей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Диденко А.Н., Козлов Э.В., Шакреев Ю.П. и др.* // ДАН. 1994. Т. 335. № 6. С. 705.
2. *Диденко А.Н.* // ДАН. 1995. Т. 340. № 1. С. 37.
3. *Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Качанов М.И.* Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971.