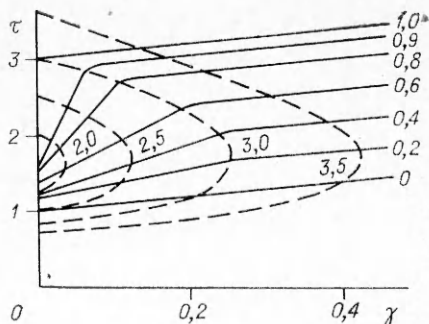


Необходимость использования полученных соотношений связана с тем, что в поле высоких температур исследование микроструктуры технически трудно осуществимо. Полученные соотношения позволяют связать параметры, измеренные в макроэксперименте, с концентрацией и параметрами составляющих, таких как корунд и бадделент, получивших широкое применение в огнеупорных композициях [4]. Эти составляющие достаточно хорошо изучены при различных температурах. Однако зависимость от тепловой истории процесса образования структуры требует использования расчетных методов. Полученные формулы могут быть применены для вычисления параметров матрицы с включениями ZrO_2 . Затем, основываясь на гипотезе самосогласования, можно вычислить свойства матрицы как композиции из кристаллов корунда и стеклообразного связующего, т. е. снова применить полученные здесь формулы, но уже для жестких включений. Свойства ZrO_2 и кристаллов корунда стабильны, но концентрация стеклообразной фазы сильно зависит от тепловой истории, что является целью вычислений. Макропараметры материала при различных температурах могут быть вычислены по экспериментальным данным, например, для кручения (см. фиг. 1). Эти данные хорошо аппроксимируются формулами (1.1), (1.2), которые представлены на фиг. 1 расчетными кривыми (штриховые линии) при $t^0 = 1200^\circ C$ ($kR^3 = 4,78$, $\nu R^4 = 5,73 \cdot 10^4$, $k_a R^3 = 13,14$, $\nu_a R^4 = 0,38 \cdot 10^4$); $t^0 = 1300^\circ C$ ($kR^3 = 2,39$, $\nu R^4 = 4,08 \cdot 10^4$, $k_a R^3 = 10,37$, $\nu_a R^4 = 0,25 \cdot 10^4$); $t^0 = 1400^\circ C$ ($kR^3 = 1,91$, $\nu R^4 = 0,25 \times 10^4$, $k_a R^3 = 8,84$, $\nu_a R^4 = 0,16 \cdot 10^4$).



Ф и г. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. Auerbach A. Tests kp. t 1600°C for establishing the mechanical qualities of certain electrically melted refractory materials.— In: Proc. 7 th conf. silikate I ud 1963. Budapest : Hung. Acad. Sci., 1965.
2. Ивлев Д. Д. Теория идеальной пластичности. М.: Наука, 1966.
3. Дудукаленко В. В., Лысач Н. Н. О пластических свойствах материала, содержащего пластинчатые включения.— МТТ, 1980, № 1.
4. Керамика из высокоогнеупорных окислов/Под ред. Д. Н. Полубояринова, Г. Я. Понильского. М.: Металлургия, 1977.

Поступила 24/VI 1983 г.

УДК 537.37

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ДИНАМИЧЕСКУЮ ДЕФОРМАЦИЮ МЕТАЛЛОВ

О. Г. АЛЕКСЕЕВ, С. Г. ЛАЗАРЕВ, Д. Г. ПРИЕМСКИЙ

(Москва)

В ряде работ [1—6] приведены экспериментальные данные по наблюдению электромагнитных эффектов, сопровождающих динамическое нагружение металлов. Возникновение электрических сигналов в [1—5] связывалось с электронно-инерционным эффектом (см., например, [7]).

В данной работе получено уравнение, связывающее напряженность электрического поля с плотностью тока в металле при его динамической деформации. На его основе проведены анализ электромагнитных эффектов и их численная оценка для случая ударного нагружения металлических стержней.

Для описания динамики электронного газа металла в волне деформации применяются линеаризованные гидродинамические уравнения. Это приближение корректно в условиях с преобладающими столкновениями, когда существует локальное равновесие [8], что выражается неравенствами

$$(1) \quad \omega \tau \ll s/v_F;$$

$$(2) \quad \omega \tau_e \ll 1,$$

где ω — частота гармоник волны деформации; τ — время релаксации электронов по импульсу; s — скорость волны деформации; v_F — скорость фермиевских электронов; τ_e — время релаксации электронов по энергии.

Обычно для металлов более жестким является условие (1). Поскольку для типичных металлов $s \sim 5 \cdot 10^5$ см/с, $v_F \sim 10^8$ см/с, $\tau \sim 10^{-13}$ с, то из (1) следует $\omega \ll 5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹.

Ввиду линейности применяемых уравнений именно это условие распространяется и на частоту электромагнитного поля. Как видно, используемое приближение позволяет охватить практически весь радиодиапазон.

Волна деформации ионной решетки полагается известной функцией координат и времени.

Запишем уравнение сохранения плотности импульса электронного газа в системе координат, связанной с решеткой:

$$(3) \quad m \frac{d(n_e \mathbf{u}')}{dt} = -en_e \mathbf{E} - \frac{2\varepsilon_F}{3} \text{grad } n_e - \frac{mn_e \mathbf{u}'}{\tau} - m_0 \frac{d(n_e \mathbf{V})}{dt},$$

где m — эффективная масса электрона; n_e — концентрация электронов; \mathbf{u}' — массовая скорость электронного газа в системе координат, связанной с решеткой; $-e$ — заряд электрона; \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля, возникающего при разделении зарядов в волне деформации (при необходимости здесь же можно учесть и внешнее электрическое поле); ε_F — энергия Ферми; m_0 — масса свободного электрона; \mathbf{V} — массовая скорость ионов.

Как известно, неинерциальность системы отсчета эквивалентна наличию некоторого гравитационного поля. Гравитационная масса электрона металла в отличие от инертной эффективной массы равна массе свободного электрона. Последнее слагаемое в правой части (3) учитывает «гравитационные» силы, вызванные неинерциальностью выбранной системы отсчета (см., например, [9]).

Член, обратно пропорциональный времени релаксации, учитывает диссипативные силы. Силы, пропорциональные градиенту концентрации, обусловлены зависимостью химического потенциала от плотности электронного газа (пьезогальванический эффект [10]).

Очевидно, что при необходимости в правой части (3) можно учесть силы, обусловленные магнитным полем, градиентом температуры, потоком высокочастотных фононов и т. д.

Преобразуя (3) к лабораторной системе отсчета, в линейном приближении получим

$$(4) \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{\mathbf{u} - \mathbf{V}}{\tau} - \frac{e}{m} \mathbf{E} - \frac{2\varepsilon_F}{3n_0} \text{grad } n_e + \left(1 - \frac{m_0}{m}\right) \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t},$$

где $\mathbf{u} = \mathbf{u}' + \mathbf{V}$ — массовая скорость электронного газа в лабораторной системе отсчета; n_0 — невозмущенная плотность ионов и электронов.

Выражая массовую скорость через плотность тока и используя уравнения Максвелла, после преобразований с точностью до членов порядка $\omega v_F / s \ll 1$ получим из (4) искомое уравнение

$$(5) \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{v_F^2}{3} \text{grad div} \right) \mathbf{j} = \sigma \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} + \mathbf{E}_0),$$

где $\mathbf{E}_0 = \frac{m_0}{e} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \frac{2\varepsilon_F}{3en_0} \text{grad } n_I$ — сторонние силы, вызванные волной деформации, причем первый член соответствует электронно-инерционному эффекту, а второй — пьезогальваническому; σ — проводимость металла; n_I — плотность ионов.

Отметим, что при $\omega \ll \frac{3}{\tau} \frac{s^2}{v_F^2} \sim 7 \cdot 10^8$ с⁻¹ уравнение (5) сводится к закону Ома с учетом сторонних сил: $\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}_0)$.

В случае условий эксперимента Стюарта и Толмена имеем из симметрии $\text{div } \mathbf{j} = 0$, $\text{grad } n_I = 0$, $\mathbf{E} = 0$. Тогда из (5) получим

$$\mathbf{j} = \sigma \frac{m_0}{e} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t},$$

что находится в согласии с классическими результатами (см., например, [7]).

Рассмотрим продольную деформацию одномерного стержня. Полная система уравнений, определяющих ток и электрическое поле, в этом случае имеет вид

$$(6) \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{v_F^2}{3} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) j = \sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma \frac{m_0}{e} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{2}{3} \frac{m}{m_0} v_F^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V,$$

где ρ — плотность электрического заряда; $\partial j / \partial x = 0$, $\partial E / \partial x = 4\pi\rho$, $E = -\partial\varphi / \partial x$, где φ — электрический потенциал.

Комбинируя уравнения системы (6), находим

$$j = \frac{1}{4\pi} \frac{m_0}{e} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{2\varepsilon_F}{3m_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V, \quad \varphi = \frac{2\varepsilon_F}{3e} \frac{(n_I - n_0)}{n_0} V.$$

Оценим φ и j по порядку величины. Если $\varepsilon_F \sim 5 \cdot 10^{-12}$ эрг, $(n_T - n_0)/n_0 \sim 10^{-2}$, $V \sim 5 \cdot 10^3$ см/с, $\omega \sim 6 \cdot 10^5$ с $^{-1}$, то получим $j \sim 10^{-9}$ А/см 2 , $\varphi \sim 30$ МВ.

Видно, что вклад в ток пьезогальванического эффекта примерно в $(v_T/s)^2 \sim 10^3$ раз больше вклада электронно-инерционного эффекта.

Малая величина плотности тока вполне понятна, так как ввиду электрически незамкнутой геометрии образца (в отличие от экспериментов Стюарта и Толмена) появление тока в волне деформации приводит к возникновению объемных электрических зарядов, которые вызывают большие по величине противодействующие кулоновские силы, что не учитывается в [1—5] (см., например, определение тока (1) в [2] или (2) в [3]). Нам представляются необъяснимыми параметры импульсов тока (амплитуда $I \sim 10^{-3}$ А, длительность $\tau_I \sim 10$ мкс), приводимые в [1—5]. В этом случае в частях стержня, расположенных по различные стороны плоскости индуктивного датчика, должны возникнуть заряды $Q \sim I\tau_I \sim 10^{-8}$ К. Оценивая величину напряженности электрического поля, соответствующего таким электрическим зарядам, в предположении, что заряды находятся на расстоянии длины волны деформации $\lambda \sim 5$ см, получаем необъяснимо большую в данных условиях величину напряженности электрического поля $E \sim Q/\lambda^2 \sim 10^5$ В/м.

В качестве одного из возможных объяснений происхождения сигналов, регистрируемых датчиками в [3—5], можно указать на магнитоэлектрический эффект, вызванный механическими возмущениями сердечников индуктивных датчиков.

В [6] приводятся, в частности, результаты экспериментов по исследованию электромагнитного поля вблизи дюралюминиевого стержня, по которому распространяется волна деформации. Приведенные результаты (сигналы со штыревой антенны амплитудой в единицы милливольт при расстоянии между антенной и стержнем в несколько сантиметров) согласуются по порядку величины с нашими оценками. Нельзя между тем согласиться с авторами [6] относительно того, что зарегистрированные ими сигналы были импульсами излучения. Авторы [6] справедливо пишут, что амплитуда электромагнитного поля излучения убывает на больших расстояниях пропорционально $1/r$, где r — расстояние до источника излучения. Однако эти расстояния должны быть большие не только по сравнению с размерами излучающей системы, но и по сравнению с длиной волны электромагнитного поля. Об этой области поля говорят как о дальней или волновой зоне излучения [11]. Для приведенных частот $\sim 10^4$ Гц волновая зона излучения реализуется на расстояниях $\geq 3 \cdot 10^4$ м. В [6] расстояния ~ 10 см. Поэтому указанная в [6] обратно пропорциональная расстоянию зависимость амплитуды напряженности поля (как и указанная поляризация поля) не является доказательством того, что зарегистрированные импульсы обусловлены полем излучения. По нашему мнению, при импульсном нагружении металлических стержней наиболее заметным должен являться эффект возникновения объемных зарядов и соответствующего потенциального электрического поля. Ток в деформируемом образце (при отсутствии электрически замкнутой цепи) и соответствующее магнитное поле должны быть весьма слабыми.

Таким образом, уравнение (5) (с включенными в него при необходимости другими сторонними силами) совместно с уравнениями Максвелла образует замкнутую систему (при условии, что структура волны деформации известна), применимую для описания электромагнитных эффектов радиодиагноза, сопровождающих процесс динамического деформирования металлов. При этом основной вклад в электромагнитное поле вносит пьезогальванический эффект.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стихановский Б. М. Способ измерения силы при ударе металлических тел. БИ, 1973, 21.
2. Стихановский Б. М. О возникновении электрического тока при ударе по металлическим и полупроводниковым телам. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1973, № 8, вып. 2.
3. Кашаев Ю. Г., Новиков С. А., Сеницын В. А. Об использовании электронно-инерционного эффекта при ударном нагружении для измерения деформации стержней. — ПМТФ, 1977, № 2.
4. Кашаев Ю. Г., Новиков С. А., Сеницын В. А. Исследование динамических диаграмм растяжения титана и меди при взрывном нагружении с помощью электронно-инерционного метода. — Пробл. прочности, 1980, № 1.
5. Злобин А. М., Кашаев Ю. Г., Новиков С. А. О генерации электрических сигналов в упругих волнах, распространяющихся в металлических стержнях. — ПМТФ, 1981, № 2.
6. Бивин Ю. К., Вигторов В. В. и др. Электромагнитное излучение при динамическом деформировании различных материалов. — Изв. АН СССР. МТТ, 1982, № 1.
7. Цидильковский И. М. Электроны и дырки в поле сил инерции. — УФН, 1975, т. 115, с. 321.
8. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат, 1973.
9. Гинзбург В. Л. Сборник «Памяти А. А. Андропова». М.: Изд-во АН СССР, 1955.
10. Гуревич Л. Э. О некоторых электроакустических эффектах. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1957, т. 21, № 1.
11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1973.

Поступила 22/VIII 1983 г.