

05;11;12

Локальное разрушение тонких металлических пленок при электродинамических нагрузках

© О.А. Емельянов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: oae2@mail.wplus.net

(Поступило в Редакцию 3 мая 2007 г.)

Проведены экспериментальные исследования импульсного электродинамического разрушения тонких (10–50 nm) алюминиевых пленок, напыленных на полимерные подложки. Разрушение пленок проявляется в виде прорастания каналов нарушения сплошности (трещин) поперек приложенного электрического поля. Проанализирована роль факторов магнитного давления, термохимических напряжений и джоулевого разогрева на кончике прорастающей трещины в условиях высоких плотностей тока $\sim 10^{10}–10^{12}$ A/m². В отличие от известных результатов электродинамического разрушения массивных металлических образцов в исследуемых пленках отмечена незначительность первых двух факторов. Сделан вывод об определяющем влиянии электрического взрыва вершины трещины на начало процесса разрушения.

PACS: 41.20.Gz, 46.50.+a, 52.80.Qj

Введение

В современных конденсаторных конструкциях наряду с фольгой в качестве электродов используют напыленные на диэлектрик тонкие металлические слои алюминия или цинка толщиной 20–50 nm. Такой тип обкладок позволяет обеспечить возможность процесса самовосстановления (SH–„self-healing“). В случае локального пробоя в местах пониженного значения электрической прочности (что неизбежно связано с неоднородной структурой и большой величиной площади рабочего диэлектрика) возникает значительная величина плотности тока пробоя. При этом в зоне пробоя выделяется энергия, которой достаточно для локального уничтожения тонкой металлизированной обкладки вокруг канала пробоя. Образующая таким образом зона деметаллизации изолирует место пробоя от остальной части обкладки, и конденсатор восстанавливает значение электрической прочности. Использование металлизированных обкладок в передовых конструкциях современных импульсных конденсаторов позволяет довести уровень рабочей напряженности до 350–450 kV/mm и достичь существенного уровня $W_e \sim 2.5–4$ J/cm [1,2]. При этом запас по электрической прочности диэлектрика остается тем не менее достаточно большим: собственная электрическая прочность лучших образцов современных пленочных диэлектриков может достигать 750–850 kV/mm. Дальнейшее увеличение рабочей напряженности связано с детальным пониманием развития процессов электродинамического разрушения тонких металлических обкладок. Представления о физике процесса SH в современных исследованиях остаются не до конца понятными, а в предлагаемых моделях нет единого мнения о роли электровзрывных и дуговых явлений [3–6]. Кроме того, выяснилось, что механизм разрушения тонких металлических пленок может иметь полярно-чувствительный характер, связанный с электромиграционными процесса-

ми [7]. Там же было высказано предположение о возможных причинах разрушения, связанных с воздействием магнитного давления p_m и термомеханических напряжений в зоне высоких значений плотности тока. Подобные зоны возникают естественным образом вблизи локальных мест пробоя, трещин и других дефектов сплошности металлической пленки. Влияние химической термоокислительной деструкции на процесс разрушения, по-видимому, незначительно. Об этом свидетельствует наличие трещин разрушения металлизации обкладок в отказавших герметичных конденсаторных конструкциях на основе рабочих диэлектриков, не содержащих в своем составе кислород.

Поскольку разрушение пленки может быть обусловлено несколькими механизмами, следует выявить наиболее существенные из них. В ранних работах [8,9], посвященных электродинамическому разрушению металлических образцов с трещинами, была обнаружена определенная стадийность разрушения металла на кончике трещины вследствие влияния значительных уровней джоулевого тепла и магнитного давления. Оценка напряженности магнитного поля H проводилась при моделировании кончика трещины отверстием радиусом r_a в бесконечной металлической пластине на основе решений, предложенных в [10,11]. При этом подразумевалось бесконечное значение плотности тока при $r_a \rightarrow 0$. Значение H по оценкам авторов достигало порядка 0.5–1 MOe, что обеспечивает величину магнитного давления, превышающую предел текучести стали [10], и может привести к разрушению кончика трещины (ее прорастанию). Ряд работ [12–14] посвящен анализу термомеханической и электродинамической полевых задач для плоской геометрии образца с бесконечно тонкой трещиной. Отмеченный характер бесконечного возрастания магнитного давления p_m и соответственно механических напряжений σ на краю трещины по понятным причинам связан с сингулярностью поведения решения для плотности тока

$j \sim 1/\sqrt{r}$, где r — расстояние от кончика трещины. Влияние p_m на значение пластической деформации и увеличение коэффициента интенсивности напряжений (КИН) проанализировано в [15,16]. При этом затруднительно дать какие-либо количественные оценки для критических значений плотностей тока разрушения. Вместе с тем в реальных условиях радиус кривизны кончика трещины r_c имеет конечное значение. Кроме того, конечная толщина металлической пленки $2h \sim 20 - 50$ nm должна обуславливать не бесконечное, но максимальное значение индукции магнитного поля B на внутренней поверхности, а не в центре радиуса кривизны края трещины. Известно, что даже для бесконечного нарастания плотности тока на краю острой кромки плоской пластины конечной толщины B принимает максимальное значение в центре боковой грани пластины [17,18]. Таким образом, оценка магнитного поля в нашем случае должна проводиться для конечной трехмерной геометрии, например, на основе моделирования кончика трещины одновитковым соленоидом с соответствующей длиной $2h$ и внутренним радиусом r_c .

В имеющейся литературе [11,17] приводятся данные по расчету соленоидов для получения сильных магнитных полей, однако в случае малых, но конечных значений отношения $\frac{r_c}{2h}$ найти не удалось. В случае резко выраженного поверхностного эффекта, когда максимальное давление магнитного поля сосредоточено вблизи поверхности, разрушение соленоидов изучено достаточно хорошо (см., например, [10,17,19] и цитируемую там литературу). Для рассматриваемых тонких пленок при характерных временах воздействия поля порядка нескольких десятых микросекунд и выше толщина скин-слоя $\delta_{\text{skin}} \sim 100 \mu\text{m}$ и существенно превышает толщину пленки $h \sim 10$ nm. В этих условиях максимальное значение радиального магнитного давления будет не на внутренней поверхности соленоида, а в его объеме. Поэтому анализ механической прочности следует проводить на основе объемного распределения магнитной силы $f_m = [j \times B]$.

Экспериментальные данные развития трещин в тонких металлических пленках

В работе проводилось экспериментальное изучение разрушения тонких (10–50 nm) алюминиевых (Al) металлических пленок, напыленных на полимерные подложки (полипропилен, лавсан), толщиной 5–15 μm . Толщина металлизации оценивалась на основе известных литературных данных по сопротивлению квадрата поверхности R_{\square} , которое варьировалось в пределах 1–10 Ω/\square . Образцы были выполнены в виде полос напыленных пленок $90 \cdot 30$ mm. В средней части образца методом электроискровой эрозии продольно формировалась узкая (8–12 mm) проводящая „шейка“ с целью увеличения плотности тока и облегчения работы анодной и катодной контактных зон (рис. 1).

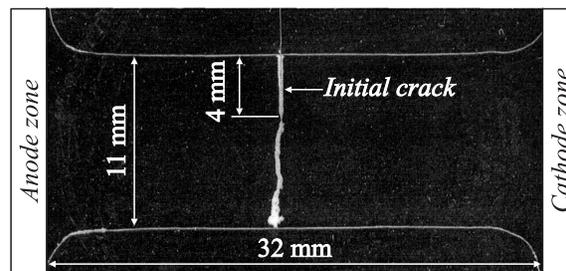


Рис. 1. Разрушение металлической пленки поперечной трещиной.

Таким же способом обеспечивалось наличие начальной (затравочной) поперечной трещины длиной, приблизительно равной полуширине „шейки“. Методика испытания в основном соответствует изложенному в [7]. Там же было экспериментально показано, что процесс роста трещины может иметь двухпороговый характер развития: при средней плотности тока, превышающей $\sim 0.7 \cdot 10^{10}$ A/m², происходит стагнация трещины и ее последующий продольный рост в сторону анода. При дальнейшем повышении плотности тока ($\sim 1.5 \cdot 10^{10}$ A/m²) направление роста трещины резко меняется с продольного на поперечное относительно приложенного поля. Именно этот механизм разрушения, аналогичный эффекту „пилы“ [8–19,20], и будет обсуждаться в работе.

Для обеспечения требуемых параметров нагрузки был разработан генератор прямоугольных импульсов с мощным выходным каскадом на MOSFET-транзисторах. Генератор позволял формировать импульсы с фронтами $\sim 150 - 500$ ns в широком диапазоне длительностей от 2 до 2000 μs при амплитуде напряжения до 500 V. Такие параметры позволили достичь средней плотности тока в образцах на уровне $\sim 10^{12}$ A/m².

В ходе испытания прикладывалась серия однократных импульсов и изучалась динамика поперечного роста трещины в зависимости от амплитуды и длительности воздействующей нагрузки. На рис. 2, а показана фотография типичного вида трещины в пленке Al перед последним импульсом, после которого происходит полное перекрытие „шейки“ образца (рис. 2, b). В момент перекрытия в зоне касания трещины границы деметаллизации (demetalization border) (см. рис. 2, b) плотность тока достигает весьма больших значений и происходит электротепловой взрыв. Вследствие этого возникает последующий микродуговой разряд, который распространяется вдоль трещины вверх, выжигая ее берега и расширяя поперечное сечение. Микроскопические исследования показали, что до момента перекрытия характерный поперечный размер трещин находится на уровне 4–40 μm и зависит от параметров нагрузки. Для описываемого случая средняя ширина трещины находится на уровне $\sim 20 \mu\text{m}$, а средняя скорость распространения весьма мала — около 7 m/s. Особенности динамики развития

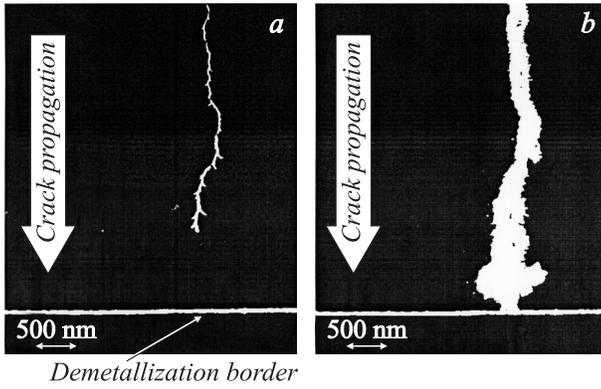


Рис. 2. Развитие поперечной трещины перед последним импульсом (а) и после (б).

трещин для одного и того же металла сохранялись независимо от разных материалов подложки. Таким образом, влияние типа полимерных подложек на процесс разрушения в условиях наших экспериментов, по-видимому, незначительно. Сравнительно медленное развитие трещины (5–20 м/с) наблюдалось во всех экспериментах. Последнее обстоятельство может косвенно указывать на электротепловую природу разрушения, однако влияние магнитного давления и роль термомеханических напряжений при этом остаются не выясненными. Поэтому представляет интерес проанализировать задачу влияния отмеченных факторов на процесс разрушения пленки.

Пространственно-временные масштабы задачи

Для оценки роли электродинамических, термоупругих и тепловых эффектов на процесс начала разрушения металлической пленки следует решать соответствующую связанную задачу для зоны кончика трещины. Основные уравнения модели включают группу уравнений Максвелла, уравнения теплопроводности и термоупругости сплошной среды, температурные и динамические зависимости основных коэффициентов переноса приведенных уравнений, включая релаксационные и температурные зависимости основных механических характеристик материала (модуль Юнга, коэффициент Пуассона), соответствующий критерий начала разрушения кончика трещины.

В самой общей постановке с учетом температурной нелинейности процесса разрушения и трехмерной геометрии решение задачи возможно лишь путем численного расчета. Однако ценность проведения такого расчета будет невысокой в связи с отсутствием в настоящий момент времени полных данных о динамическом поведении основных электрофизических, теплофизических и механических характеристик исследуемых нанометровых пленок при субмикросекундных временах электро-теплового разогрева.

Вместе с тем, учитывая реальную геометрию тонкой металлической пленки и пространственно-временные масштабы основных физических процессов, решение обсуждаемой задачи можно существенно упростить. Вполне допустимо использовать квазистационарное приближение для электромагнитного поля. Это следует из оценки характерного времени диффузии магнитного поля τ_B в пленку с толщиной $2h \sim 30$ нм:

$$\tau_B \sim \frac{16h^2}{\pi^2\chi^2} = 2 \cdot 10^{-14} \ll \tau_F \sim 0.5 \cdot 10^{-6}, \text{ s,}$$

где $\chi = \frac{1}{\gamma\mu_0}$ — коэффициент диффузии магнитного поля в ферромагнитную пленку ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м), τ_F — характерное время фронта импульса приложенного напряжения, при этом толщина скин-слоя $\delta_{\text{skin}} \sim \sqrt{\chi\tau_F/\pi} \approx 100 \mu\text{m} \gg 2h$. С учетом того, что толщина пленки много меньше ее длины и ширины, применимо двумерное приближение задачи для электрического потенциала в условиях плоского напряженного состояния (ПНС).

Анализ распределения плотности тока около кончика трещины можно провести в соответствии с решением модельной двумерной полевой квазистатической задачи для тонкой пленки. В проводящей полосе длиной $2L$ и шириной b имеется начальная поперечная трещина высотой H (см. рис. 3). К краям полосы приложено импульсное напряжение $u_0(t)$. Для оценки плотности тока воспользуемся известным решением для распределения поля вблизи бесконечно тонкой трещины [21]. Возмущения электрического поля затухают на характерных расстояниях $\sim 2-3H$, при этом плотность тока в вершине имеет сингулярный характер $j \sim 1/\sqrt{r}$, где r — расстояние от кончика трещины. По данным микроскопических исследований, реальная трещина имеет конечную ширину d , и вершина трещины в первом приближении может быть охарактеризована соответствующим радиусом скругления $R_1 \approx d/2 \approx 10 \mu\text{m}$. В этом случае плотность тока на кончике трещины остается большой, но конечной величиной, а неоднородность поля будет сказываться на расстояниях, не больше чем H . После несложных выкладок распределение плотности тока по радиусу тогда можно представить как

$$j(r) = j_0 \frac{r - R_1/2 + H}{\sqrt{(r - R_1/2)^2 + 2(r - R_1/2)H}}. \quad (1)$$

Коэффициент усиления поля на кончике трещины для условий эксперимента составит приблизительно $K_j = j_{\text{max}}/j_0 \approx 20$. Расчет полученных соотношений показывает, что модуль плотности тока вблизи вершины трещины имеет приблизительно радиально симметричный характер спада. Основная неоднородность (спад тока \sim на 85%) приходится на полукольцевую зону $\Delta_j \approx R_2 - R_1$ с внешним радиусом $R_2 \approx 25R_1 = 250 \mu\text{m}$. При анализе полевых характеристик именно эта зона вносит наибольшее влияние на процессы разрушения в вершине трещины. Численные оценки показывают, что

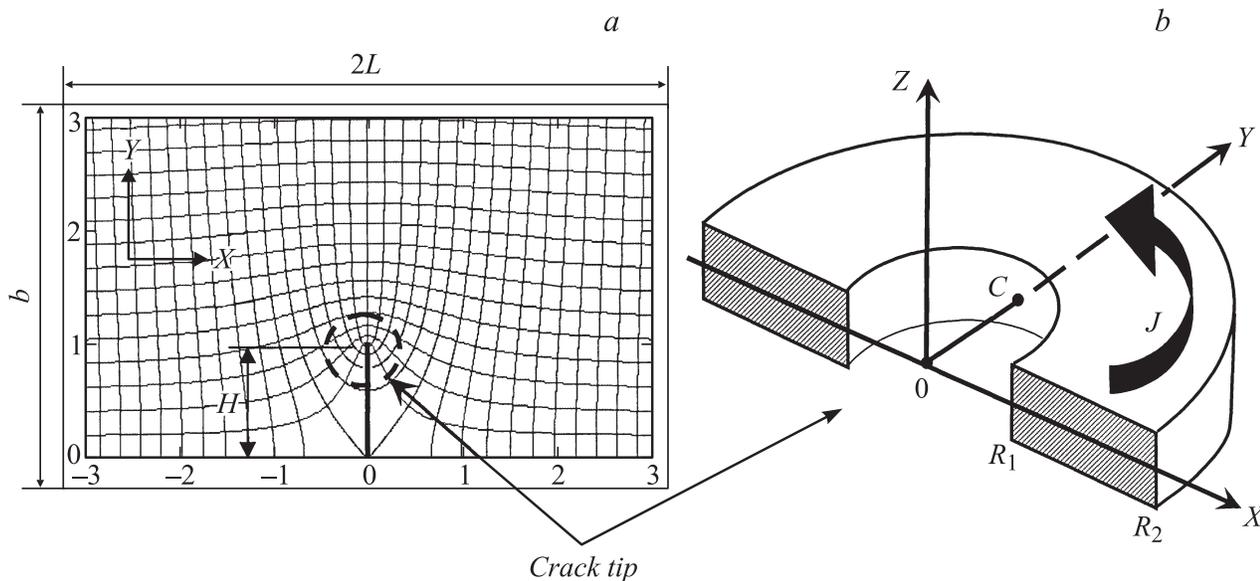


Рис. 3. Распределение поля в пленке с начальной трещиной (а) и характерная зона основной неоднородности тока на кончике трещины (b).

уровень плотности тока на кончике трещины достигает порядка $\sim 10^{11} - 10^{12} \text{ A/m}^2$. Приведенные аналитические оценки с хорошей точностью подтверждаются результатами моделирования распределения поля в среде Femlab.

Оценка характерного времени распространения механических напряжений поперек пленки составит $\sim 2h/v_C \approx 10 \text{ ns} \ll \tau_F$, где $v_C \sim 6 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ — скорость звука в алюминии, а характерный пространственный масштаб за время фронта вдоль пленки ($\sim 2 \text{ mm}$) значительно превышает основную зону неоднородного распределения тока Δ_j . Оценим динамику температурного поля с характерным временем процесса $\tau_T \sim \frac{4h^2}{a}$, где $a = \frac{k}{\rho C_p}$ — коэффициент температуропроводности. Полагаем, что теплопроводность пленки, так же как и электропроводность, обусловлена в основном электронами проводимости. В этом случае коэффициент теплопроводности пленки будет меньше его значения для массивных образцов в $\gamma_0/\gamma \sim 3.5-4$ раза (здесь γ и γ_0 соответственно — электропроводность пленки и массивного образца металла). За время фронта импульса время поперечного проникновения тепла составит $\sim 0.2 \text{ ns} \ll \tau_F$, а характерный масштаб продольного прогресса $\sim 3-5 \mu\text{m} \ll \Delta_j$. Выполненные оценки позволяют свести рассматриваемую задачу к анализу квазистационарных электромагнитного и механического полей в условиях адиабатического нагрева зоны кончика трещины с характерным размером Δ_j . При этом из анализа пространственно-временных масштабов основных физических процессов следует возможность пренебрежения эффектами связанности и инерционности соответствующей задачи термоупругости. Таким образом, имеется возможность последовательности раздельного

рассмотрения влияния основных факторов на процесс разрушения исследуемой пленки.

Распределение магнитного поля в зоне вершины трещины

Существенная неоднородность распределения плотности тока будет наблюдаться вблизи вершины и в „застойных“ зонах у подножия трещины. Разрывные механические напряжения на кончике трещины, обусловленные магнитным давлением, будут определяться здесь в первую очередь z -составляющей индукции магнитного поля B_z в срединной плоскости толщины пленки. Вклад в индукцию B_z в основном связан с двумя участками протекания тока: 1-м участком существенного возрастания тока, охватывающего вершину (B_{cir}) и 2-м, связанным с протеканием тока в зоне между вершиной трещины и противоположным краем пленки (B_{pl}). Индукция B_{pl} будет весьма слабо скомпенсирована током „застойных“ зон. Во-первых, в этих зонах плотность тока резко падает по мере удаления от вершины. Во-вторых, вектор плотности тока \mathbf{j} близок по направлению к радиус-вектору от элемента тока к вершине так, что вклад в индукцию $d\mathbf{B} \sim \mathbf{j} \times d\mathbf{r}$ будет мал. Таким образом, магнитное давление в зоне вершины трещины будет определяться в первую очередь z -составляющими соответствующих индукций: $B_z = B_{\text{cir}} + B_{\text{pl}}$. В соответствии с обоснованным ранее предположением о квазистационарности полевых характеристик нахождение пространственного распределения индукций B_{cir} и B_{pl} в зоне вершины трещины можно провести на основании закона Био–Савара–Лапласа. В этом случае радиальное распределение B_{cir} вдоль оси Y (рис. 3) после первого

интегрирования тока полукольцевой зоны по толщине пленки будет следующим:

$$B_{\text{cir}}(y) = -\frac{\mu_0 h}{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} \int_0^\pi \frac{(y \sin \varphi - r) j(r) r}{(y^2 - 2yr \sin \varphi + r^2) \times \sqrt{y^2 - 2yr \sin \varphi + r^2 + h^2}} dr d\varphi, \quad (2)$$

где h — полуширина пленки, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м, r и φ — соответственно радиус и угол цилиндрической системы координат. Выполнить интегрирование (2) точным образом до конца не представляется возможным. Даже в случае однородного распределения тока для максимального значения индукции в точке C ($y = R_1$, $x = 0$, $z = 0$) приближенный ответ содержит 9 членов, включая трансцендентные и специальные функции. Поэтому приведем сравнительно компактное представление приближенного решения (2):

$$B_{\text{cir}}(y) = \frac{\mu_0 h}{4\sqrt{2}} \int_{R_1}^{R_2} \frac{j(r)}{\sqrt{ry}} \left[\frac{r+y}{h} \operatorname{arctg} \left[\frac{\sqrt{2ryh}}{(r-y)\sqrt{r^2+h^2+y^2}} \right] + \operatorname{Arsh} \left[\frac{\sqrt{2ry}}{\sqrt{(r-y)^2+y^2}} \right] \right] dr. \quad (3)$$

Значение индукции на внутреннем и внешнем радиусах R_1 и R_2 с погрешностью, при $R_2 \geq 3R_1$, не превышающей 5% следующие:

$$B_{\text{cir}}(R_1) = B(C) \approx \frac{\mu_0 h}{2\sqrt{2}} j_{\text{max}} \left[\ln \left[\frac{2\sqrt{2}R_1}{h} \right] + \ln 2 + 1 \right],$$

$$B_{\text{cir}}(R_2) \approx \frac{\mu_0 h}{2\sqrt{2}} j_{\text{max}} \frac{R_1}{R_2} \left[\ln \left[\frac{4R_2}{h} \right] - \sqrt{2} + 1 \right]. \quad (4)$$

Интересно отметить, что максимальное значение индукции для рассматриваемых условий эксперимента $B_{\text{cir}}(R_1) = 0.046$ Т превышает примерно на порядок индукцию $B_{\text{cir}}(0)$ в центре полукольца (приблизительно в 6.5 раз), т.е. оценивать максимальное значение индукции по значению $B_{\text{cir}}(0)$ для тонких пленок некорректно. Индукция тока 2-го участка B_{pl} в зоне вершины трещины будет в основном определяться зависимостью $B_{\text{pl}}(y)$. Это следует из симметричности распределения поля относительно оси Y и существенной малости характерного размера полукольца относительно пространственного масштаба 2-го участка: $\Delta_j \approx R_2 \approx 250 \mu\text{m} \ll H$. Точное интегральное представление $B_{\text{pl}}(y)$ и ее приближенное значение на внутренней поверхности трещины получено в следующем виде:

$$B_{\text{pl}}(y) = \frac{\mu_0 h}{\pi} \int_{R_2}^H j(r) \operatorname{arctg} \left[\frac{Hh}{(r-y)\sqrt{(r-y)^2+h^2+H^2}} \right] dr,$$

$$B_{\text{pl}}(R_1) \approx \frac{\mu_0 h}{\pi} j_0 \left[\frac{H}{h} \operatorname{arctg} \left[\frac{h}{H\sqrt{2}} \right] + \operatorname{Arth} \left[\frac{\sqrt{H^2-h^2}}{H} \right] \right]. \quad (5)$$

При этом влияние спадающего поля второго участка на максимальное значение индукции $B_{\text{cir}}(R_1)$, как и следует ожидать, весьма незначительно: $B_{\text{pl}}(R_1) \approx 3.3 \cdot 10^{-3}$ Т. Однако полем $B_{\text{pl}}(y)$ нельзя пренебречь на границе зоны R_2 , где оно максимально. Последнее обстоятельство необходимо учитывать при расчете объемной электромагнитной силы во всей характерной зоне вершины $\Delta_j \approx R_2 - R_1$.

На рис. 4, а представлена зависимость суммарной индукции $B_z(y)$ и плотности тока $j(r)$ в расчетной полукольцевой зоне Δ_j . На рис. 4, б продемонстрировано близкое к однородному характеру поведение зависимости максимальной индукции $B_{\text{cir}}(R_1)$ от угла φ в

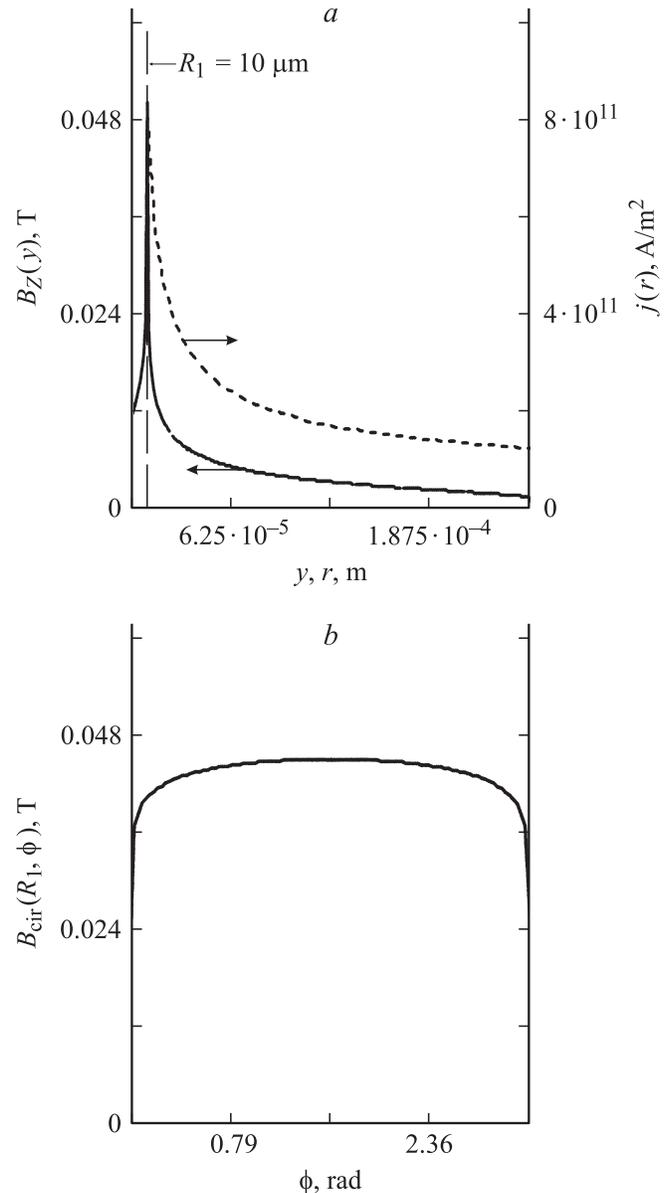


Рис. 4. Радиальное распределение магнитной индукции и плотности тока (а) и угловая зависимость индукции на внутреннем радиусе (б).

окрестности вершины трещины. Последнее позволяет использовать приближение $B_{\text{cir}}(R_1, \omega) \approx \text{const}$, что в дальнейшем существенно упрощает анализ распределения упругих напряжений в указанной зоне.

Механические напряжения, обусловленные магнитным давлением

Анализ возникающих усилий вследствие действия объемной электромагнитной силы можно свести к плоской стационарной задаче теории упругости для двух соответствующих участков. Рассмотрим первый участок в цилиндрической системе координат. В полукольцевой зоне Δ_j (рис. 3) максимальное значение индукции весьма мало, и отношение главных напряжений $\sigma_{zz}/\sigma_{rr} \sim 1$ сохраняется лишь вблизи кромки вершины трещины на расстояниях $r \sim 2h$. По мере учета распределенного тока вдоль радиуса указанное отношение становится весьма малым: $\sigma_{zz}/\sigma_{rr} \sim (h/\Delta_j)^2 \ll 1$. Известно, что возникающие тангенциальные напряжения $\sigma_{\varphi\varphi}$ для подобной геометрии всегда больше радиальных [22]. Поэтому из соотношения между главными напряжениями $\sigma_{zz} \ll \sigma_{rr} \leq \sigma_{\varphi\varphi}$ для основной части пленки можно рассматривать задачу плоского напряженного состояния (ПНС) для полукольцевой области Δ_j вследствие действия радиальной составляющей магнитной силы. Для второго участка приближение задачи ПНС также остается справедливым. Граничные условия отсутствия скачка напряжения между рассматриваемыми участками в точке R_2 $\sigma_{rr}(R_2) = \sigma_{yy}(R_2)$, а отсутствие нормальных напряжений на внешних границах участков требует $\sigma_r(R_1) = \sigma_y(R_H) = 0$. Магнитная сила f_r в связи с предыдущим изложением определяется z -составляющей индукции магнитного поля $B_z(y)$. В силу малой толщины пленки и небольших градиентов индукции поля B_{cir} вдоль кромки в первом приближении можно полагать, что объемная сила распределена равномерно по толщине пленки. Поэтому рассматриваемую задачу нельзя свести к известной задаче Ламе, как это делается при анализе возникающих напряжений при резко выраженном поверхностном эффекте. Решение обсуждаемой задачи приводит к обыкновенному дифференциальному уравнению 2-го порядка для радиальных напряжений:

$$\frac{\partial^2 \sigma_r}{\partial r^2} + \frac{3}{r} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{f_r(2 + \nu)}{r} + \frac{\partial f_r}{\partial r} = 0, \quad (6)$$

общее решение которого

$$\sigma_r(r) = C_2 - \frac{C_1}{2r^2} - \frac{f_r(R_1)R_1^3}{2r^2} + \frac{\nu - 1}{2r^2} \int_{R_1}^r f_r r^2 dr - \frac{\nu + 1}{2} \int_{R_1}^r f_r dr, \quad (7)$$

где константы интегрирования вычисляются следующим образом:

$$C_1 = \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} [R_2^2(\nu + 1)I_1 - (\nu - 1)I_2 + 2R_2^2 I_3] - f_r(R_1)R_1^3, \quad I_1 = \int_{R_1}^{R_2} f_r dr,$$

$$C_2 = \frac{1}{2(R_2^2 - R_1^2)} [R_2^2(\nu + 1)I_1 - (\nu - 1)I_2 + 2R_2^2 I_3],$$

$$I_2 = \int_{R_1}^{R_2} f_r r^2 dr, \quad I_3 = \int_{R_1}^{R_2} f_r r dr. \quad (8)$$

Тангенциальные напряжения в этом случае имеют вид

$$\sigma_{\varphi}(r) = C_2 + \frac{C_1}{2r^2} + \frac{f_r(R_1)R_1^3}{2r^2} - \frac{\nu - 1}{2r^2} \int_{R_1}^r f_r r^2 dr - \frac{\nu + 1}{2} \int_{R_1}^r f_r dr. \quad (9)$$

В соответствии с полученными решениями на рис. 5 представлены зависимости тангенциальных и радиальных напряжений для рассматриваемой полукольцевой области основного спада тока с учетом влияния поля тока 2-го участка. Тангенциальные напряжения принимают максимальное значение $\sim 4.2 \cdot 10^5$ Па на внутренней поверхности носовой части кромки трещины, а радиальные напряжения существенно меньше и принимают максимальное значение $\sim 8.4 \cdot 10^4$ Па в глубине рассматриваемой области на расстоянии $\sim 2R_1 = 20 \mu\text{m}$ от вершины трещины. Критерий разрушения Генки–Мизеса

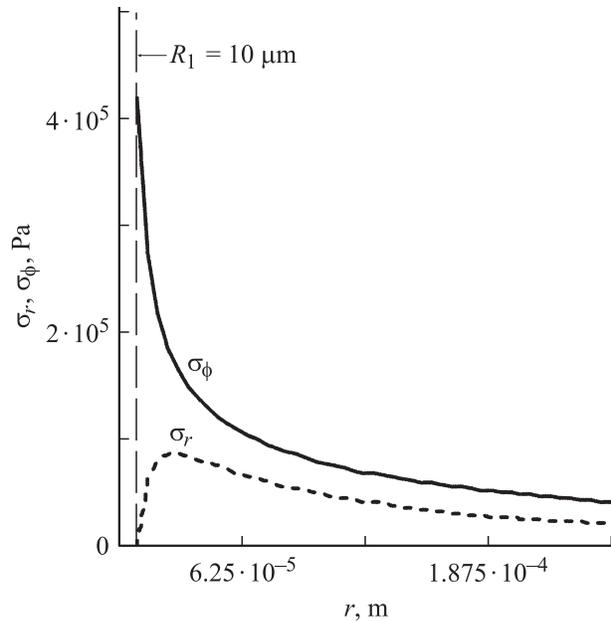


Рис. 5. Радиальное распределение тангенциальных σ_{φ} и нормальных σ_r напряжений в вершине трещины.

не выполняется, даже если в качестве критического напряжения принять статистический предел текучести для алюминия $\sigma_V \approx 20\text{--}30$ МПа [23]. Таким образом, разрывные усилия на кончике трещины, связанные с действием магнитного давления, малы и не могут приводить к процессу разрушения в рассматриваемых экспериментальных условиях. Интересно отметить, что формальная оценка $\frac{B_{\max}^2}{2\mu_0} \approx 1$ кПа существенно меньше максимального радиального напряжения ~ 84 кПа. Это связано с малым, но конечным отношением $\frac{2h}{\Delta_j}$. С целью сравнения был проведен расчет по приведенным формулам для реальных экспериментальных условий [8,9,20] в случае массивных образцов толщиной в единицы миллиметра. При сохранении той же плотности тока, что и в наших экспериментах, механические напряжения за счет магнитного давления достигают весьма больших значений — порядка 0.5–5 ГПа. Такие значения разрывающих усилий превышают динамический предел прочности для алюминия и соответствуют значению индукции на уровне 30–60 Т. Приведенные результаты согласуются с выводами цитируемых работ.

Анализ теплового состояния вершины трещины

Вследствие значительной плотности тока $\sim 10^{11}\text{--}10^{12}$ А/м² в зоне вершины трещины будет происходить интенсивный нагрев, который может вызвать ряд эффектов, ответственных за начало разрушения. Среди таких эффектов в первую очередь следует рассмотреть явление электрического взрыва кончика трещины (электрический взрыв проводника, ЭВП) [10,24,25]. Однако наряду с ЭВП начало разрушения может быть обусловлено возникновением термоупругих напряжений на кончике трещины или температурным разрушением полимерной подложки. В последнем случае интенсивное газодинамическое течение продуктов деструкции полимера может привести к инициированию надрыва трещины. Рассмотрим процесс электрического взрыва зоны вершины трещины. При указанных плотностях тока процесс ЭВП будет характеризоваться относительно „медленным“ режимом, для которого интеграл действия $J_A = \int_0^{\tau_{\text{ex}}} j^2 dt \approx 0.9 \cdot 10^{17}$, А² · с/м⁴ [10,26]. Время электротеплового взрыва

$$\tau_{\text{ex}} = \sqrt[3]{\frac{3\tau_F^2}{j(R_1)^2} J_A} \approx 330 \text{ ns},$$

где расчетная величина плотности тока в вершине трещины $j(R_1) = 8 \cdot 10^{11}$ А/м², $\tau_F \approx 300\text{--}350$ ns — линейный фронт нарастания импульса тока. Динамика нарастания температуры будет приблизительно определяться адиабатическим нагревом полукольцевой области основной неоднородности распределения тока:

$$T(r, t) = \frac{k_1}{\gamma\rho C_p} \int_0^t j^2(r, t) dt, \quad (10)$$

где поправочный коэффициент $k_1 \approx 2.57$ обеспечивает значение температуры в момент взрыва, равное температуре сублимации алюминия $T_S = 2793$ К [23], соответствует значению J_A и интегрально учитывает сложную динамику процесса нагрева, плавления и испарения проводника. Рост максимального значения температуры в вершине трещины следует сопоставить с возможным началом разрушения вследствие термоупругих напряжений или термодеструкции полимера. Известно, что динамическая прочность алюминия существенно выше значения, соответствующего квазистационарным условиям нагружения [27]. Относительно недавно были получены экспериментальные данные, показывающие, что при субмикросекундных процессах динамический предел текучести алюминия сохраняет очень высокое значение (порядка 1 ГПа и более) вплоть до 0.9 от величины температуры плавления [29,29]. Для оценки температурных напряжений до температуры плавления алюминиевой пленки вышесказанное позволяет рассмотреть в основе известную задачу Лоренца о возникновении термоупругих напряжений в цилиндре с радиальным распределением температуры [22]. Отличие будет здесь заключаться лишь в приближении плоского напряженного состояния для кольцевой зоны кончика трещины. Кроме того, следует использовать эффективное значение модуля Юнга E_{eff} и коэффициента температурного расширения α_{eff} , учитывающих влияние полимерной подложки. В этом случае максимальное значение тангенциальных термоупругих напряжений можно оценить по следующей формуле:

$$\sigma_{\tau}(R_1, t) = \alpha_{\text{eff}} E_{\text{eff}} \left[\frac{2}{R_2^2 - R_1^2} \int_{R_1}^{R_2} T(r, t) r dr - T(R_1, t) \right]. \quad (11)$$

Влияние полимера на процесс разрушения связано с определением эффективной глубины прогрева подложки. До начала проплавления распределение температуры по глубине полимера можно оценить по динамике проникновения теплового поля в полупространство

$$T_{\text{PP}}(R_1, x, t) = \frac{k_1}{\gamma\rho C_p} \int_0^t \left[j(R_1, s) \frac{s}{\tau_F} \right]^2 \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\chi s}} \right) ds, \quad (12)$$

где $\chi = \frac{\lambda}{\rho C_p}$ — коэффициент температуропроводности полипропилена, $\operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\chi s}} \right)$ — дополнительная функция ошибок.

В момент времени $t = 127$ ns на пределе температуры плавления полипропилена ~ 445 К полуширина проникновения теплового фронта много меньше толщины полимерной пленки и составляет 128 nm, что оправдывает применение соотношения (12). Оценка максимального тангенциального напряжения в соответствии с формулой (11) дает величину на уровне 16.8 МПа, что существенно меньше динамического предела текучести при субмикросекундных временах нагружения. В рассматриваемых условиях скорость деформации достигает величины $\dot{\epsilon} \sim 2.73 \cdot 10^5$ с⁻¹. Дальнейшее нарастание

температуры обеспечивает проплавление поверхностного слоя полимера.

Учитывая, что величина свободного объема расплава полимера слабо и приблизительно линейно зависит от температуры и изменяется в пределах нескольких десятков процентов [30], влияние проплавленного слоя на процесс начала разрушения металлической пленки будет, по-видимому, незначительно. Процесс дальнейшего нагрева подложки будет ограничен развитием процесса ее термодеструкции. При этом следует иметь в виду, что температура достижимого перегрева расплава полимера T_L существенно зависит от темпа нагрева. Так, при относительно медленной динамике нарастания температуры $\dot{T} \approx 1 \text{ K/s}$ и менее T_L для полипропилена и лавсана близки и составляют примерно 515–530 К [31]. С ростом скорости нагрева T_L существенно возрастает.

Свойства полимерных материалов в условиях значительного динамического нагрева изучены относительно недавно (см. [32] и цитируемую там литературу). При скорости подъема температуры $\dot{T} \approx 10^7 \text{ K/s}$ температура достижимого перегрева для полипропилена $T_L \approx 1060 \text{ K}$ была экспериментально определена в [33]. Для других полимеров эти значения температуры также весьма высоки и при больших скоростях роста температуры теоретически могут втрое превышать температуру плавления для обычных, квазистатических условий нагрева. В нашем случае скорость роста температуры на пределе T_L для полипропилена достигает $1.26 \cdot 10^{10} \text{ K/s}$, так, что влиянием термодеструкции на начало процесса разрушения (плавление алюминия в ходе ЭВП) можно пренебречь.

Газодинамическое течение продуктов терморазложения полимера будет лишь способствовать ускорению процесса разрушения уже после плавления алюминиевой пленки в зоне вершины трещины. Таким образом, в рассматриваемых экспериментальных условиях основной причиной начала разрушения следует считать развитие процесса электрического взрыва в зоне вершины трещины. Динамика пространственного распространения поперечной трещины в тонких металлических пленках является предметом отдельного рассмотрения.

Заключение

Электродинамическое разрушение металлов может быть связано со значительными величинами магнитного давления, термомеханических напряжений и уровне джоулевого разогрева. Исследовано влияние указанных факторов на процесс локального разрушения тонких металлических пленок при высоких плотностях тока $\sim 10^{10} - 10^{12} \text{ A/m}^2$.

1. Проведены экспериментальные исследования импульсного электродинамического разрушения тонких (10–50 нм) алюминиевых пленок, напыленных на полимерные подложки. Разрушение проявляется в виде локального роста каналов нарушения сплошности (трещин) поперек приложенного электрического поля.

2. Получены соотношения для распределения индукции магнитного поля и механических напряжений, обусловленных магнитным давлением в вершине трещины. Разрывные усилия на кончике трещины, связанные с действием магнитного давления, малы и не могут приводить к процессу разрушения в рассматриваемых экспериментальных условиях.

3. Оценка максимальных тангенциальных термоупругих напряжений показывает, что их величина существенно меньше динамического предела текучести алюминия при субмикросекундных временах нагружения.

4. Анализ процесса интенсивного джоулевого разогрева на кончике трещины свидетельствует, что в рассматриваемых экспериментальных условиях основным фактором начала разрушения следует считать развитие процесса электрического взрыва в зоне вершины трещины.

5. Выполненные оценки не учитывают температурную зависимость проводимости пленки, однако вытеснение плотности тока из зоны вершины трещины может только ослабить влияние магнитного давления и термоупругих напряжений на процесс начала разрушения.

6. С целью сравнения проведен расчет по приведенным формулам для известных экспериментальных условий в случае массивных образцов толщиной в единицы миллиметра. В этом случае величины разрывающих усилий, обусловленные магнитным давлением, превышают динамический предел прочности для алюминия и могут определять начало процесса разрушения.

Автор выражает благодарность проф. А.И. Слуцкеру и проф. Г.А. Шнейерсону за полезные замечания при обсуждении работы.

Список литературы

- [1] *Connolly J., Dunn M.* // IEEE Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics. Vasteras. Sweden, 1998. P. 110–113.
- [2] *Slenses K.M., Bragg L.E.* // IEEE Trans. on Magn. 2005. Vol. 41. N 1. P. 326–329.
- [3] *Kammermaier J., Rittmayer G., Brikle S.* // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 66. N 4. P. 1595–1609.
- [4] *Rabuffi M., Picci G.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2002. Vol. 30. N 50. P. 1939–1942.
- [5] *Walgenwitz B., Tortai J.-H., Bonifaci N.* et al. // Int. Conf. on Solid Dielectrics Toulouse, France, 2004. P. 324–329.
- [6] *Tortai J.-H., Bonifaci N., and Denat A.* // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. N 5. P. 053 304.
- [7] *Бондаренко П.Н., Емельянов О.А.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 14. С. 67–72.
- [8] *Финкель В.М., Головин Ю.И., Слетков А.А.* // ДАН СССР. 1976. Т. 227. Вып. 4. С. 848–851.
- [9] *Финкель В.М., Головин Ю.И., Слетков А.А.* // ДАН СССР. 1977. Т. 237. Вып. 2. С. 325–327.
- [10] *Кнопфель Г.* Сверхсильные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 392 с.
- [11] *Монтгомери Д.* Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. М.: Мир, 1971. 359 с.

- [12] *Yagawa G., Horie T.* // Nucl. Eng. and Design. 1982. Vol. 69. Is. 1. P. 49–55.
- [13] *Xu J.-X., Hasebe N.* // Int. J. of Fracture. 1995. Vol. 73. P. 287–300.
- [14] *Gai Gary X., Yuan F.G.* // Int. J. of Fracture. 1999. Vol. 96. P. 279–301.
- [15] *Карпинский Д.Н., Санников С.В.* // ПМТФ. 2001. Т. 42. Вып. 5. С. 176–181.
- [16] *Карпинский Д.Н., Санников С.В.* // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 3. С. 446–450.
- [17] *Шнеерсон Г.А.* Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. 2-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1992. 413 с.
- [18] *Прокофьев Д.Д.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 6. С. 1–8.
- [19] *Кривошеев С.И., Тутков В.В., Шнеерсон Г.А.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 4. С. 32–47.
- [20] *Satpathy S., Stefany F., Saenz A.* // IEEE Trans. on Magn. 2005. Vol. 41. N 1. P. 226–230.
- [21] *Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1987. 688 с.
- [22] *Тимошенко С.П.* Теория упругости. М.–Л.: ГРТТЛ, 1937. 452 с.
- [23] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 1231.
- [24] *Jang Y.H.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. Is. 14. P. 2468–2475.
- [25] *Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В.* Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990. 289 с.
- [26] *Месяц Г.А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
- [27] *Cohen L.J., Berkowitz H.M.* // Int. J. of Fracture. 1971. Vol. 7. N 2. P. 183–196.
- [28] *Канель Г.И., Разоренов С.В.* // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 5. С. 839–845.
- [29] *Разоренов С.В., Канель Г.И., Фортвов В.Е.* // ФММ. 2003. Т. 95. Вып. 1.
- [30] *Иванов Д.В., Фридман М.Л.* Полипропилен. М.: Химия, 1974. 271 с.
- [31] *Афанасьев Н.В., Шленский О.Ф.* Кратковременная термостойкость неметаллических материалов. СПб: Изд-во СПГТУ, 1995. 282 с.
- [32] *Скрипов П.В., Старостин А.А., Пучинский С.Э.* // ДАН. 2000. Т. 375. Вып. 5. С. 615–618.
- [33] *Puchinskis S.E., Skripov P.V.* // Int. J. Termophys. 2002. Vol. 22. N 6. P. 1755.