

$\Delta a/a$  с увеличением  $\Delta T$  объясняется возрастанием галлия и мышьяка в слое. При постоянном времени роста толщина слоя прямо пропорциональна  $\Delta T$ . Коэффициент пропорциональности равен  $2.2 \cdot 10^{-2}$  мкм·град $^{-1}$ ·с $^{-1/2}$ . Изменение длины волны краевой фотолуминесценции с переохлаждением больше для InGaAsP с меньшей шириной запрещенной зоны.

Авторы выражают благодарность М. Б. Иванову за проведение измерений длины волны краевой фотолуминесценции.

### Литература

- [1] Гарбузов Д. З., Зайцев С. В., Нивин А. Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 11. С. 660—663.
- [2] Sasai Y., Hase N., Ogura M. et al. // J. Appl. Phys. 1986. N 1. P. 28—31.
- [3] Feng M., Cook L. W., Tashima M. M. et al. // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 34. N 4. P. 292—294.
- [4] Feng M., Cook L. W. // J. Electron. Mater. 1980. Vol. 9. N 2. P. 241—280.
- [5] Thijs P. J., Nijman W., Metselaar R. // J. Cryst. Growth. 1986. Vol. 74. P. 625—634.
- [6] Kusunoki T., Akita K., Komiya S. et al. // J. Cryst. Growth. 1982. Vol. 58. P. 387—392.
- [7] Kuphal E. // J. Cryst. Growth. 1984. Vol. 67. P. 441—457.
- [8] Nakajima K., Okazaki J. // J. Electrochem. Soc. 1985. Vol. 132. N 6. P. 1424—1432.
- [9] Берг Н. А., Гореленок А. Т., Дзигасов А. Г. и др. // Автометрия. 1980. № 6. С. 11—21.

Кишиневский политехнический институт им. С. Лазо

Поступило в Редакцию  
1 июля 1987 г.

В окончательной редакции  
20 мая 1988 г.

## ВЛИЯНИЕ ТЕРМОУПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ПРОЦЕССЫ РАЗРУШЕНИЯ ОСТРЫХ АВТОКАТОДОВ И ПЕРЕХОД К ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ

Л. М. Баскин, Д. В. Глазанов, Г. Н. Фурсей

Как показано в [1], в процессе нагрева острейшего эмиттера собственным автоэмиссионным током вблизи вершины катода формируется область повышенной температуры. При этом значение температуры в объеме может заметно превысить ее значение на поверхности. Наличие градиентов температуры вызывает значительные термоупругие напряжения [2]. Структура температурного поля в привершинной области автоэмиттера, где и возникают максимальные напряжения, существенно отлична от плоской одномерной, рассматривавшейся в [3].

Корректный анализ термоупругих напряжений можно провести только при учете близкого к реальному пространственного распределения температуры, которое в привершинной области сходно со сферически симметричным [1]. Тогда для оценки термоупругих напряжений можно ограничиться рассмотрением только сферически-симметричного случая. При этом вектор деформации  $u$  имеет только радиальную компоненту  $u_r \equiv u$ , а у тензора напряжений отличны от нуля лишь диагональные компоненты [4].

$$\sigma_{rr} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[ (1-\nu) \frac{\partial u}{\partial r} + 2\nu \frac{u}{r} \right] \equiv \sigma_r, \quad (1)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[ \nu \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right] \equiv \sigma_t. \quad (2)$$

Учитывая, что к поверхности острия приложено растягивающее поперечное давление

$$p_0 = \frac{\varepsilon_0 F^2}{2} \quad (3)$$

( $F$  — величина напряженности эмиссионного поля), для радиального и касательного напряжений получаем выражения

$$\sigma_r(r) = p_0 + \frac{2\alpha E}{1-\nu} \frac{1}{R^3} \int_0^R T(r) r^2 dr, \quad (4)$$

$$\sigma_z(r) = p_0 + \frac{\alpha E}{1-\nu} \frac{1}{R^3} \left[ 2 \int_0^R T(r) r^2 dr + \int_0^r T(r) r^2 dr - R^3 T(r) \right]. \quad (5)$$

Здесь  $\alpha$  — коэффициент линейного расширения,  $E$  — модуль Юнга,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $R$  — радиус вершины острия.

Для количественной оценки возникающих напряжений аппроксимируем распределение температуры вдоль радиуса параболой

$$T(r) = (T_m - T_\Gamma) \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] + T_\Gamma, \quad (6)$$

где  $T_m$  — температура в центре острия, где она максимальна,  $T_\Gamma$  — температура поверхности.

Такая аппроксимация хорошо отражает реальное распределение температуры в привершинной области [1]. В этом случае из (4) и (5) получаем

$$\sigma_r(r) = p_0 - \frac{2\alpha E}{5(1-\nu)} (T_m - T_\Gamma) \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad (7)$$

$$\sigma_z(r) = p_0 - \frac{2\alpha E}{5(1-\nu)} (T_m - T_\Gamma) \left[ 1 - 2 \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad (8)$$

для радиальной компоненты вектора деформации  $U$  имеем выражение

$$\frac{u(r)}{r} = \frac{p_0(1-2\nu)}{E} + \frac{\alpha}{5(1-\nu)} \left[ T_m(3-\nu) + 2T_\Gamma(1-2\nu) - (T_m - T_\Gamma)(1+\nu) \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

При отсутствии температурных градиентов  $\sigma_r = \sigma_z = p_0$ , весь шар испытывает деформацию растяжения. Когда температурное поле становится удовлетворяющим условию

$$\Delta T \equiv T_m - T_\Gamma > \frac{5(1-\nu)}{2\alpha E} p_0, \quad (10)$$

внутренняя часть шара оказывается сжатой. Размеры области сжатия  $r_{сж}$  увеличиваются с ростом  $\Delta T$

$$r_{сж} = R \left[ 1 - \frac{5p_0(1-\nu)}{2\alpha E \Delta T} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Касательные напряжения на поверхности равны

$$\sigma_z(R) = p_0 + \frac{2\alpha E}{5(1-\nu)} \Delta T. \quad (12)$$

Таким образом, поверхность всегда растянута. Именно эти касательные напряжения могут вызвать механическое разрушение острия.

Оценим величину возникающих напряжений. При  $F = 8.6 \cdot 10^9$  В/м, что соответствует начальной плотности эмиссионного тока  $j_0 = 2 \cdot 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>, имеем  $p_0 = 3 \cdot 10^8$  н/м<sup>2</sup>. При  $\Delta T = 10^3$  К для вольфрама имеем  $\sigma_z(R) = 1.3 \cdot 10^9$  н/м<sup>2</sup>. Сжимающее давление в центре шара при этом равно  $\sigma_r(0) = 0.7 \cdot 10^9$  н/м<sup>2</sup>. Величина  $\sigma_z(R)$  несколько меньше предела прочности вольфрама при комнатной температуре ( $\sigma_{пр} = 4 \cdot 10^8$  н/м<sup>2</sup>). Однако при повышении температуры предел прочности металлов снижается [5], а термоупругие касательные напряжения растут и со временем могут привести к разрушению эмиттера даже при условии, что ни в одной его точке еще не достигнута температура плавления.

Отметим, что одновременно с механическими напряжениями тепловое расширение эмиттера вызывает также ряд сопутствующих эффектов. Во-первых, увеличение радиуса кривизны вершины эмиттера на

$$\Delta R = u(R) = R \left[ \frac{p_0(1-2\nu)}{E} + \frac{\alpha}{5} (2T_m + 3T_\Gamma) \right] \quad (13)$$

приводит к уменьшению поля  $F$  на эмиссионной поверхности. Так, для  $T_\Gamma = 3000$  К,  $\Delta T = 1000$  К,  $\Delta F/F \approx \Delta R/R \sim 2\%$ , что снижает эмиссионный ток примерно на 10–20%.

Такое уменьшение не компенсирует термодобавку к эмиссионному току, однако может несколько снизить скорость его нарастания.

Во-вторых, тепловое расширение материала эмиттера вызывает уменьшение его плотности и соответственно рост удельного сопротивления  $\rho$  на величину [6, 7]  $\Delta\rho/\rho \approx 12\Delta R/R$ . Это приводит к возрастанию мощности джоулевского тепловыделения в привершинной области. Кроме того, тепловое расширение вызывает некоторое изменение работы выхода материала катода [8] и соответственно эмиссионного тока.

Отметим, наконец, что на величину термоупругих напряжений и деформацию вершины острья может влиять зависимость модуля Юнга от температуры.

Рассмотрим теперь процессы, которые могут происходить на этапе развития тепловой неустойчивости эмиттера, т. е. при резком росте температуры и плотности энергии в его объеме. Как показали расчеты [1], для тугоплавких металлов температура плавления  $T_{пл}$  на поверхности острья не достигается даже к моменту, когда максимальная температура в его объеме заметно превышает  $T_{пл}$ . Известно [7], что для начала плавления при условии быстрого ввода энергии точка плавления должна быть достигнута на свободной поверхности твердого тела, где и начинается интенсивное зарождение вакансий, которое является необходимым условием разрушения дальнего порядка. К тому же внутренняя перегретая область эмиттера находится, как показано выше, в сжатом состоянии, что должно приводить к повышению  $T_{пл}$  [7]. Следовательно, даже при условии лавинообразного роста температуры в объеме плавление в течение некоторого времени не наблюдается ни в одной точке эмиттера, и возможен перегрев его внутренней области до температур, значительно превышающих точку плавления. С ростом температуры в максимуме увеличиваются и термоупругие напряжения, так как температура на поверхности почти постоянна. Со временем эти напряжения неизбежно приведут к разрушению острья. Оценить время разрушения  $t_{разр}$  крайне сложно. Однако можно ожидать, что при высоких температурах  $t_{разр}$  ограничено снизу временем распространения звука на расстояние, равное радиусу кривизны вершины эмиттера,  $t_{разр} \geq R/v_{зв}$ . Учитывая, что  $v_{зв} \sim \sqrt{E}$ , а  $E$  уменьшается с ростом температуры, получим для  $t_{разр}$  оценку снизу в несколько десятых наносекунды. Заметим, что в процессе разрушения внутренняя привершинная область эмиттера продолжает интенсивно нагреваться.

При механическом разрушении вершины острья образуется свободная поверхность температура вещества на которой значительно превосходит  $T_{пл}$ . Даже после возникновения такой поверхности плавление перегретого вещества происходит за конечное время. Характерное время разрушения дальнего порядка в области, где температура значительно выше  $T_{пл}$ , определяется скоростью диффузии вакансий на расстояние  $\sim L$ , где  $L \approx 0.1 R$  — характерный размер этой области, т. е.  $t_{диф} \sim L^2/D$ , где  $D$  — коэффициент диффузии. Оценки показывают, что  $t_{диф} \approx (0.5-1)$  нс.

При плавлении, сочетающемся с испарением, перегретое твердое вещество переходит в парожидкостную смесь, через которую течет термоавтоэмиссионный ток высокой плотности. Эта фракция начинает разлетаться со скоростями порядка тепловых, что приводит к увеличению ее электрического сопротивления, резкому росту удельной мощности тепловыделения и, следовательно, дальнейшему нарастанию температуры [9]. Температура «пара» становится достаточной для его термической ионизации. Описанный механизм взрывного разрушения эмиттера является возможной моделью возникновения плазмы ВЭ.

Отметим, что все упомянутые процессы (механическое разрушение, плавление и испарение, разлет и ионизация парожидкостной фракции) требуют конечного времени (в сумме) 0.1—1 нс. С увеличением начальной плотности тока АЭЭ  $j_0$  температура и степень ионизации возникающей плазмы должны резко возрастать, так как увеличивается энергия, которая успевает аккумулироваться в веществе за приблизительно одинаковое для различных  $j_0$  суммарное время разрушения вершины эмиттера.

## Литература

- [1] Glazanov D. V., Baskin L. M., Fursey G. N. // Proc. of the 11<sup>th</sup> Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Berlin, 1984. Pt 1. P. 65—68.
- [2] Боли Б. А., Уэйнер Д. Х. Теория температурных напряжений. М.: Мир, 1964. 517 с.
- [3] Дмитриев А. С., Синкевич О. С. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 8. С. 1660—1668.
- [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1964. 259 с.
- [5] Качанов Л. М. Основы механики разрушения. М.: Наука, 1974. 311 с.
- [6] Лебедев С. В., Савватинский А. И. // УФН. 1984. Т. 144. Вып. 2. С. 215—250.
- [7] Доровский В. Н., Искольдский А. М., Роменский Е. И. // ЖПМТФ. 1983. № 4. С. 10—25.

## КОНКУРЕНТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ОЧАГОВ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

С. В. Захарченко, Г. А. Синтюрин

Длинная лазерная искра (ДЛИ), инициируемая пучком интенсивного лазерного излучения на аэрозольных частицах атмосферы, представляет собой цепочку очагов плазмы оптических разрядов [1]. Дискретный характер ДЛИ проявляется при любом повышении интенсивности излучения [2]. Исключение составляет сплошная лазерная искра, образующаяся при фокусировке излучения асфиком [3] за счет подпитки плазмы излучением через боковую поверхность. В данной работе этот случай не рассматривается.

Дискретная структура обусловлена, с одной стороны, аэрозольной природой ДЛИ [1], а с другой — конкурентным характером взаимодействия соседних плазменных искр. Предметом исследования в данной работе является конкурентный механизм взаимодействия плазменных очагов оптических разрядов на поздних стадиях их развития.

Схема экспериментальной установки может быть представлена следующим образом. Пучки излучения двух лазеров (длина волны обоих лазеров  $\lambda = 1.06$  мкм, длительность импульсов  $\tau_n \approx 13$  нс, энергии  $E_1 = E_2 = 40$  мДж) смешиваются на одной пластине таким образом, чтобы их оси после фокусировки линзой (с фокусным расстоянием 10 см) составляли угол  $3 \cdot 10^{-2}$  рад. В фокальный объем каждого пучка помещалась металлическая нить диаметром 150 мкм. Обе нити снабжены тонкими подвижками, позволявшими независимо перемещать их вдоль оси пучков. На нитях пучками лазерного излучения инициировались очаги плазмы оптических разрядов. Применение двух лазеров, срабатывавших одновременно, позволило избежать экранировки одного очага другим.

Динамика взаимодействия плазмы оптических разрядов исследовалась с помощью фотохронографа ФЭР-7, оптическая ось которого ориентирована в горизонтальной плоскости перпендикулярно осям пучков лазеров.

На рис. 1 представлены фотохронограммы развития плазмы оптических разрядов для трех расстояний между ними (0.5, 1.7 и 5 мм). На рис. 1, а очаги сливаются, конкурентное взаимодействие отсутствует, на рис. 1, б показана ситуация, когда очаги сначала сливаются, а затем, спустя  $\sim 1$  мкс после инициирования, наблюдается их взаимное отталкивание. Наиболее отчетливо прослеживается конкурентный характер взаимодействия на рис. 1, в.

Анализ большой серии фотохронограмм развития плазмы оптических разрядов свидетельствует, что на той стадии развития плазмы, когда граница светящейся области совпадает

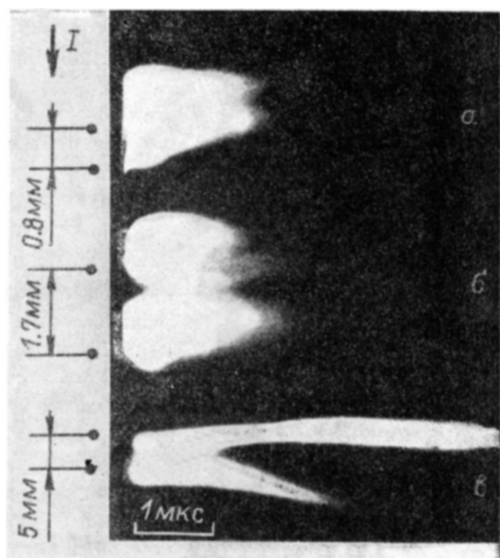


Рис. 1. Фотохронограммы развития плазмы в двух взаимодействующих очагах.