

- [3] Кирьяшкина З. И., Названов В. Ф., Елистратов В. А. // Тез. докл. IV Междунар. конф. социалистических стран по жидким кристаллам. Тбилиси, 1981. Т. 2. С. 289.
 [4] Думаревский Ю. Д., Костюков Н. Ф., Савин А. И. Преобразование изображений в структурах полупроводник—диэлектрик. М.: Наука, 1987. 176 с.
 [5] Владимиров Ф. Л., Моричев И. Е., Плетнева Н. И. // ОМП. 1985. № 5. С. 1.

Поступило в Редакцию
6 февраля 1990 г.

03

Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991

© 1991 г.

ДИНАМИЧЕСКИЙ РЕВЕРС ДАВЛЕНИЯ ПРИ ЛУЧЕВОМ НАГРЕВЕ ЖИДКОСТИ И ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ ПРИРОДЫ ЛОКАЛЬНОГО ВЫПУЧИВАНИЯ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ

Ю. В. Саночкин, С. С. Филиппов

Поверхность жидкости под воздействием лазерного луча прогибается, и наблюдается самофокусировка отраженного излучения (термокапиллярное зеркало) [1-3]. При облучении сильно летучей жидкости обнаружено, что рельеф межфазной поверхности может быть немонотонным [4]. На оплавленных коллекторах электронных пучков или местах контакта плазмы с металлической стенкой наблюдается рельеф, характеризующийся наличием выпученных участков в виде пиков [5]. В литературе их связывают с неустойчивостью поверхности жидкого металла в электрическом поле и возбуждением капиллярных волн, хотя нет уверенности, что указанные неустойчивости приведут на нелинейной стадии к образованию описанных поверхностных структур. Можно предположить альтернативный механизм появления пиков на межфазной границе, являющийся следствием нагрева лучевого типа. Покажем, что с увеличением мощности теплового источника поле давлений в жидкости перестраивается и под центром нагрева развивается повышенное локальное давление. Оно обусловлено торможением термокапиллярного течения и приводит в отсутствие внешнего давления к выпучиванию границы.

Перейдем от пространственной задачи к плоской с сечением симметрии $x=0$. Слой жидкости на горизонтальном твердом изотермическом основании $y=-h$ ($T(x, -h)=T_w$) ограничен равновесной динамической границей $y=\zeta(x)$. Ее невозможное статическое положение $y=0$. Достаточно рассмотреть центральную область $x \leq l$, в которой температура границы спадает по параболическому закону $T(x, \zeta) - T_w = \Delta T t_0(x/l)$, где $t_0 = 1 - ax^2$, $\Delta T = T(0, \zeta) - T_w$. Полагая $h \ll l$, исходим из уравнений пограничного слоя и граничных условий. [6]

$$\begin{aligned} u_x + v_y &= 0, & R^*(uu_x + vv_y) &= -(uB)^{-1} p_x + u_y y, & p_y &= -B, \\ u_y &= -T_x, & v &= \zeta' u, & p &= -(1 - \beta t_0) \zeta'', & y &= \zeta; \\ u &= v = 0, & y &= -1; & u &= p_x = 0, & x &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

При обезразмеривании используются длины l, h в качестве единиц измерения x, y и характерные масштабы $u_* = \alpha' \Delta T h / \rho \nu l$, $v_* = h u_* / l$, $p_* = \alpha(T_w) h / l^2$, где $\alpha(T)$ — коэффициент поверхностного натяжения, $\alpha' = -d\alpha/dT$, ν — кинематическая вязкость. В (1) $R^* = (h^2/l^2) u_* l / \nu$ — приведенное число Рейнольдса, $\beta = \alpha' \Delta T / \alpha(T_w)$ — капиллярный параметр, $B = \rho g l^2 / \alpha(T_w)$ — число Бонда, $\mu = \alpha' \Delta T / \rho g h^2$ — термокапиллярный параметр (g — ускорение силы тяжести).

Решение (1) можно построить в замкнутом виде для малых (конечных) деформаций свободной границы. Согласно (1), при $\mu \rightarrow 0$ $p_x \rightarrow 0$, поэтому $p = -By + \mu B$ ($c_0(x) + \mu c_1(x) + \dots$) и, следовательно, $\zeta \sim \mu$. Полагая $\zeta = \mu \zeta_1 + \mu^2 \zeta_2 + \dots$, $u = u_0 + \mu u_1 + \dots$, $v = v_0 + \mu v_1 + \dots$ и разлагая по μ граничные условия, находим, что решение в нулевом приближении имеет вид

$$u_0 = t_0'(x) f'(y), \quad v_0 = -t_0'' f, \quad c_0' = -\gamma t_0', \quad (2)$$

где f — решение краевой задачи

$$f'' + 2\alpha R^*(f'^2 - f f'') + \gamma = 0, \quad f''(0) = -1, \quad f(0) = f(-1) = f'(-1) = 0. \quad (3)$$

Не рассматривая уравнений для поправок, отметим, что построенное решение формирует при $x \sim l$ систему граничных условий для определения течения в периферийной части термокапиллярной ячейки. Наличие четырех условий k (3) позволяет определить зависимость коэффициента давления γ от $2aR^*$. Она показана на рисунке. При $R^* \rightarrow 0 \rightarrow 3/2$; в точке $2aR_0^* = 1134$ происходит изменение знака γ . Течение при переходе остается одновихревым. Хотя в дальнейшем с увеличением R^* структура потока изменяется (например, при $2aR^* = 6341$ он становится двухвихревым), существенно, что $\gamma < 0$ при $R^* > R_0^*$ (просчитано до $R^* \sim 10^8$). Согласно (2), при слабом нагреве давление возрастает с ростом x . При интенсивной конвекции — убывает и имеет в центре нагрева $(0, \zeta)$ максимум. Реверс давления обусловлен изменением вклада динамического напора. Указанная точка на межфазной границе есть точка торможения потока. Для центральной трубки тока правомочно применить закон Бернулли, согласно которому давление в точке покоя равно $p_\infty + \rho v_\infty^2/2$, где $p_\infty, v_\infty \simeq v_*$ — значения вдали от поверхности. Приведенное доказательство реверса давления обосновывает полученный при эвристическом подходе вывод о возникновении под катодным пятном высоких локальных давлений [7].

Поле давлений и вследствие этого условия равновесия границы определяются с точностью до аддитивной постоянной. Главные члены разложения динамического условия (1) дают уравнение для определения профиля поверхности ($\zeta = \mu \zeta_1$)

$$(1 - \beta t_0) \zeta'' - B \zeta = \mu B \gamma t_0 + p_0/p_* + A. \quad (4)$$

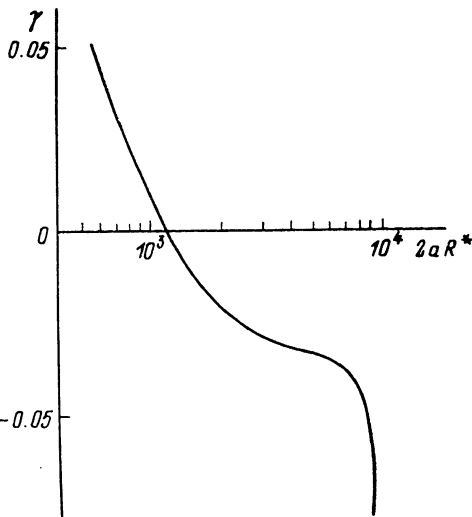
В (4) для общности добавлено внешнее давление $p_0(x)$, обусловленное, например, испарением. Для определения константы A перейдем в (4) к пределу $R^* \rightarrow 0$. Задача (1) допускает в этом случае явное решение во всей области $x < \infty$ с произвольными граничными функциями $t_0(x), p_0(x)$. Условие равновесия границы совпадает с (4) при $A=0$, если выбрать для смещения условие $\xi(\infty)=0$. Не выписывая полного решения (4), отметим, что оно описывает при $R^* < R_0^*$ прогиб поверхности под действием нагрева и внешнего давления, причем деформации складываются. Это видно из решения при $B \gg 1$, которое ввиду $t_0'(0) = p_0'(0) = 0$ имеет вид

$$\zeta = -\mu \gamma t_0 - p_0/p_* B. \quad (5)$$

При $R^* > R_0^*$ пропорциональный γ член в (4), (5) соответствует выпучиванию поверхности. Построенное решение оправдывает качественные соображения о деформации границы жидкости при лазерном нагреве [8]. В конкуренции с вкладом от p_0 рельеф может принимать сложный немонотонный вид. Приведем оценки порогового значения температуры и величины динамического давления. Условие $\mu < 1$ ограничивает рассматриваемые значения ΔT сверху. Для ртути при нормальных условиях, полагая $h = 3 \cdot 10^{-2}$ см (данные [4, 5] относятся к тонким слоям), $h^2/l^2 \simeq 0.1$, $a = 1/2$, находим перепад температуры в точке перехода $\Delta T_0 \simeq 20^\circ$, что соответствует плотности теплового потока $\sim 10^8$ Вт/см². При $2aR^* \simeq 2300$ имеем $\Delta T \simeq 40^\circ$, $\rho v^2/2 \simeq 0.05$ атм.

Противоположный случай $h \geq l$ соответствует, очевидно, существенно большему величинам локального давления (уравнения Навье—Стокса допускают приближенное решение в форме (2), (3), в масштабы и параметры не входит малый параметр h/l и в рассматриваемой области $v \sim u$).

Рассмотренные вопросы представляют интерес для современных лазерной и пучковой технологий модификации свойств поверхностного слоя твердых тел. Если по каким-либо причинам нагрев модулируется (филаментация электронного пучка, контракция тока на жидкий электрод), то возможно образование пространственно-периодического рельефа. Учет деформации межфазных поверхностей важен также в теории эмиссионных процессов (жидкометаллические источники ионов, взрывная эмиссия электронов).



- [1] *Da Costa G.* // Phys. Lett. 1980. Vol. 80 A. N 4. P. 320—322.
 [2] *Helmers H., Witte W.* // Opt. Commun. 1984. Vol. 49. N 1. P. 21—23.
 [3] *Viznyuk S. A., Rasporov S. F., Sukhodolsky A. T.* // Opt. Commun. 1989. Vol. 71. N 5. P. 239—243.
 [4] *Низовцев В. В.* // ЖПМТФ. 1989. № 1. С. 138—145.
 [5] *Габович М. Д., Порицкий В. Я.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 6. С. 320—324.
 [6] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 733 с.
 [7] *Жаринов А. В., Саночкин Ю. В.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 23. С. 1465—1468.
 [8] *Гладуш Г. Г., Красицкая Л. С., Левченко Е. Б., Черняков А. Л.* // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 4. С. 660—667.

Всесоюзный электротехнический
институт им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
21 февраля 1990 г.

11

Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991

© 1991 г.

ОБ ЭФФЕКТЕ «КОЛЕЦ» НА ЭМИССИОННОМ ИЗОБРАЖЕНИИ АВТОКАТОДА В ПРЕДВЗРЫВНОМ СОСТОЯНИИ

В. М. Жуков, Н. В. Егоров

На импульсных эмиссионных изображениях острых автокатодов в предваряющих состояниях наблюдаются яркие «кольца». Эффект замечен для милли- [1], микро- [2, 3] и наносекундных [4] импульсов, однако, несмотря на многолетние исследования, его природа пока до конца не выяснена. Настоящая работа посвящена более детальному рассмотрению «волнового» механизма образования колец, предложенного недавно в [4].

Исследования проводились с острыми из вольфрама, помещенными в стеклянные согласованные проекторы Мюллера, давление остаточных газов в которых было менее 10^{-9} мм рт. ст. Длительность импульсов напряжения τ_n составляла 10, 20 нс.

Следует подчеркнуть, что эффект «колец» для автоэмиссии в наносекундном диапазоне может быть реализован при следующей методике проведения эксперимента. На острый эмиттер подаются одиночные импульсы напряжения с увеличивающейся амплитудой и регистрируются эмиссионные изображения (ЭИ). Для некоторой амплитуды U_1 достигается близкое к предвзрывному состояние эмиттера. Кольца на ЭИ при этом отсутствуют. Кольца, окаймляющие ЭИ, появляются, если амплитуду следующего одиночного импульса увеличить до значения $U_1 + \Delta U$ ($\Delta U \ll U_1$) (рис. 1). При снижении амплитуды до значения U_1 кольца исчезают. Указанная процедура повторялась многократно и с одним и тем же результатом.

Отметим, что перед каждой серией экспериментов, заключающейся в постепенном увеличении амплитуды импульсов напряжения вплоть до появления «колец» (рис. 1), производился однократный нагрев острый до высокой температуры для очистки их поверхности от загрязнений.

Как и в работе [4], перед появлением колец характер эмиссионного изображения изменялся. Это согласуется с тем обстоятельством, что при температурах, близких к температуре плавления (что характерно для предвзрывного состояния), поверхность уже не имеет упорядоченного строения [6]. При этом для поверхностного слоя фактически отсутствует определенная точка плавления, работа выхода разных граней должна стремиться к одному и тому же

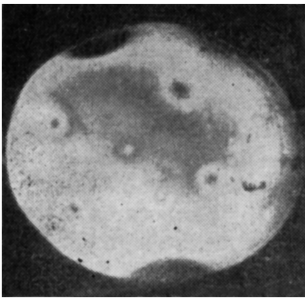


Рис. 1. Кольца на эмиссионном изображении для наносекундного диапазона длительностей импульсов.