

О ПОВЕДЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ
МЕТАЛЛА ПРИ ДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Самохин

УДК 621.37:536.4

Показано, что при воздействии интенсивного оптического излучения на металлы переход через температуру плавления не сопровождается таким замедлением роста температуры поверхности, которое предполагалось ранее для объяснения перегиба на кривой зависимости коэффициента отражения $R(t)$ от времени. Обсуждается другая интерпретация наблюдаемого поведения $R(t)$.

Воздействие импульсов интенсивного оптического излучения на металлы приводит к уменьшению коэффициента отражения $R(t)$, которое связывается обычно с нагревом поглощающей поверхности. На кривой $R(t)$ наблюдается при этом характерный перегиб, когда в течение некоторого промежутка времени Δt значение R остается примерно постоянным [1-3]. Длительность интервала Δt в работе [1] (см. также [2], §3.7) объяснялась существенным замедлением роста температуры поверхности $T(t)$ из-за скрытой теплоты плавления L , т.е. соответствующим перегибом на кривой $T(t)$ при переходе через точку плавления T_m . В настоящем сообщении показано, что L не приводит к такому замедлению роста $T(t)$, которое могло бы непосредственно объяснить существование почти горизонтального участка на кривой $R(t)$, и предлагается другая интерпретация наблюдаемого поведения $R(t)$, основанная на медленности изменения T в условиях квазистационарного режима развитого испарения.

При действии поверхностного источника с интенсивностью $I(t)$ изменение температуры поверхности ΔT полубесконечной среды с постоянной теплоемкостью c и теплопроводностью χ определяется выражением [4]

$$\Delta T = \frac{1}{c\sqrt{\chi\pi}} \int_0^t I(t - \tau) \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}}. \quad (I)$$

Для серебра ($c = 2,5 \text{ дж/см}^3 \text{ град}$, $\chi = 1,7 \text{ см}^2/\text{сек}$) к моменту начала перегиба t_1 температура поверхности $T_1 = T_m + \Delta T$ достигает величины $T_m = 1233^\circ\text{К}$, если перед началом действия очередного микросекундного пика излучения температура поверхности имеет значение $T_1 \approx 500^\circ\text{К}$ /1/. В работе /1/ предполагается далее, что при достижении T_m температура поверхности не растет до тех пор, пока волну прогрева не догонит фронт плавления, движущийся со скоростью $v_1 \approx I/(L + cT_m)$, где I обозначает интенсивность поглощаемого излучения. Величина этой задержки оценивалась по характерному времени χ/v_1^2 .

Такая оценка в рассматриваемом случае является, однако, неприменимой, поскольку толщина расплавленного слоя h оказывается гораздо больше глубины проникновения излучения в металл. В подобной ситуации движение фронта плавления обеспечивается практически с самого начала за счет прогрева, т.е. температурного градиента, который возникает при $T > T_m$. Задача о поведении T при подвижной фазовой границе является существенно нелинейной (проблема Стефана) и может быть решена только численно. Оценить значение $T - T_m$ можно следующим образом.

Плотность энергии, поглощенной на поверхности серебра к моменту t_2 , составляет в I/χ величину $E \approx 3 \text{ дж/см}^2$. Для верхнего предела толщины проплавленного слоя это дает $h_m \approx E/(L + cT_m) \approx 10^{-3} \text{ см}$. Фактическое значение h меньше h_m в полтора - два раза, поскольку, в частности, спадание температурного профиля в твердой фазе происходит на расстоянии $\sqrt{\chi t}$, которое сравнимо с h . Отношение $v = h/\Delta t$ определяет среднюю скорость движения фронта плавления и необходимый для этого градиент температуры на фазовой границе $T = -v(L + cT_m)/\chi c$. При $h = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ и $\Delta t = 180 \text{ нсек}$ отсюда следует, что $T - T_m \approx -T' h \approx 1000^\circ\text{К}$. Это значение может быть несколько заниженным, так как градиент температуры на фронте плавления со стороны твердой фазы отличен от нуля и, кроме того, вблизи поглощающей поверхности температурный профиль становится более крутым, чем на фронте плавления.

Таким образом, учет скрытой теплоты плавления при постоянных теплофизических параметрах не может обеспечить такое замедление роста $T(t)$, которое необходимо для объяснения почти горизонтального участка на кривой $R(t)$ в случае монотонной зависимос-

ти коэффициента отражения от температуры. Горизонтальный участок на кривой $R(t)$ трудно объяснить также возрастанием теплоемкости вблизи T_m . Если не предполагать существенного изменения характера зависимости R от температуры, то представляется естественным другое объяснение, связанное с медленностью изменения T после достижения квазистационарного режима развитого испарения. Температура поверхности при этом оказывается значительно больше T_m и превышает нормальную температуру кипения T_b .

В случае стационарного режима испарения температура поверхности определяется из соотношения

$$(2\pi mkT)^{1/2} I = (\epsilon + 3kT) p_b \exp[(\epsilon/k)(T_b^{-1} - T^{-1})] \quad (2)$$

где ϵ и m суть энергия испарения и масса отдельного атома, а p_b обозначает давление пара при $T = T_b$. Для серебра ($\epsilon = 4,7 \cdot 10^{-19}$ Дж, $m = 1,8 \cdot 10^{-22}$ г) формула (2) дает при $I(t_1) = 10$ Мвт/см² и $I(t_2) = 25$ Мвт/см² соответственно $T_1 = 4400^\circ\text{K}$ и $T_2 = 5000^\circ\text{K}$, т.е. температура поверхности перед началом очередного пика $T_1 = T_1 - \Delta T$ оказывается существенно выше предполагаемого в /1/ значения. С учетом возможного при такой температуре уменьшения ϵ и m , которое приводит к возрастанию ΔT , получаем $T_1 \approx 3000^\circ\text{K}$. После первых пиков используемого в работе /1/ миллисекундного импульса значение T_1 , разумеется, меньше T_b . Возрастание T_1 , обусловленное накапливающимся эффектом, будет продолжаться до тех пор, пока на остывание поверхности между пиками не начнет влиять испарение. Полученное выше значение T_1 не противоречит этому ограничению. Необходимо отметить, однако, что в рассматриваемых условиях интервал квазистационарного изменения температуры $T_2 - T_1$ не очень мал по сравнению с ΔT .

В работе /3/ при действии на поверхность меди отдельного импульса излучения началу перегиба на кривой $R(t)$ соответствует поглощаемая интенсивность $I(t_1) = 110$ Мвт/см², которой согласно формуле (2) при $\epsilon = 5,6 \cdot 10^{-19}$ Дж, $m = 10^{-22}$ г и $T_b = 2583^\circ\text{K}$ отвечает температура $T_{1s} = 5100^\circ\text{K}$. При $t \leq t_1 = 24$ нсек поглощаемая на поверхности меди интенсивность может быть представлена в виде $I(t) = at + bt^2$ с $bt_1^2 = 2at_1 = 72$ Мвт/см². Рост температуры поверхности по формуле (1) за это время оказывается равным

$$\Delta T = (4at_1/3 + 16bt_1^2/15)(t_1/\chi c \pi)^{1/2}, \quad (3)$$

что при $s = 3,5 \text{ дж/см}^3 \text{ град}$, $\chi = 1,1 \text{ см}^2/\text{сек}$ и начальной температуре $T_1 = 300^\circ\text{К}$ дает $\Delta T = 3000^\circ\text{К}$ и $T_1 = T_1 + \Delta T = 3300^\circ\text{К}$. Приведенное в /3/ значение $T_1 = 1573^\circ\text{К}$ обусловлено, по-видимому, численной ошибкой. Поскольку при высокой температуре s и χ , вообще говоря, уменьшаются, то полученное здесь значение T_1 может быть заметно заниженным, чем и объясняется различие в полтора раза между T_1 и T_{1s} . Определяемое по формуле (2) квазистационарное изменение температуры поверхности в пределах горизонтального участка на кривой $R(t)$ является малым по сравнению с $\Delta T > T_{1s} - T_{2s} \approx 150^\circ\text{К}$, что хорошо согласуется с предложенной выше интерпретацией поведения $R(t)$.

Не останавливаясь подробно на различии в условиях проведения эксперимента /1/ и /3/, подчеркнем в заключение, что при рассматриваемых плотностях энергии падающего излучения перед облучаемой поверхностью обычно возникает плазменное облако, влияние которого на поведение R в /1, 3/ не исследовалось. Падение R после горизонтального участка может быть обусловлено плазменным слоем или процессами в перегретом жидком металле, которые обсуждались в /5, 6/.

Поступила в редакцию
21 мая 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. М. Бонч-Бруевич, Я. А. Имас, Г. С. Романов, М. Н. Либенсон, Л. Н. Мальцев. ЖТФ, **38**, 851 (1968).
2. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко. Действие излучения большой мощности на металлы. М., "Наука", 1970 г.
3. T. E. Zavecz, M. A. Saifi, M. Notis. Appl. Phys. Lett., **26**, 165 (1975).
4. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., "Наука" 1964 г.
5. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров. ЖЭТФ, **63**, 586 (1972).
6. А. А. Самохин. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 7 (1974), № 2, 29 (1976).