

УДК . 535 : 621.373.8 : 539  
© 1992

## ЛАЗЕРНОЕ ИСПАРЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ПРИ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

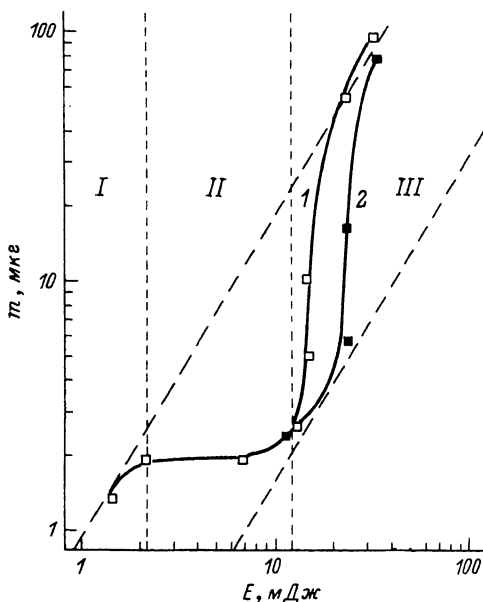
*А. А. Бугаев, Е. В. Калашников, М. Ю. Кантор, А. Л. Станкевич*

Приводятся результаты исследований зависимости массы испаренного металла от величины поглощенной энергии лазерного импульса миллисекундной длительности. Величина массы испаренного металла определялась из геометрических параметров отверстия в металлической фольге, полученного при минимально возможной энергии лазерного импульса. Простой анализ результатов, выполненный с привлечением уравнения баланса энергии для случая равновесного характера фазовых превращений, показывает наличие режима испарения при температуре, если и не равной, то весьма близкой к критической температуре.

Изменение агрегатного состояния металла (твердое тело—жидкость—газ) под действием светового импульса составляет предмет широкого круга исследований, направленных на создание технологии лазерной обработки материалов [1, 2]. Несмотря на значительный прогресс технологических изысканий, ряд фундаментальных аспектов этой проблемы, такие как динамика развития фазовых переходов, их временной масштаб в интервале длительности инициирующего лазерного импульса, а также характер метастабильности фаз превращения, остается предметом дискуссии [2]. Здесь необходимо особенно выделить вопрос об испарении при критической температуре  $T_c$ , возможность достижения которой в известных нам публикациях аргументируется либо крайне косвенными доводами [3], либо самостоятельно не рассматривается [1, 2].

В настоящей работе изучалась зависимость массы испаренного металла от величины поглощенной энергии лазерного импульса, которая ясно доказывает существование режима испарения при температуре, если и не равной, то весьма близкой к критической  $T_c$ . Основная идея нашего эксперимента заключалась в определении минимально необходимой (пороговой) энергии  $E_n$ , которая требуется для создания отверстия в металлической фольге некоторой толщины  $h$ , и соответствующей этой энергии величины массы  $m$  удаленного вещества, определяемой из геометрических параметров полученного отверстия. Принципиальное отличие этой идеи от хорошо известных экспериментов по лазерному испарению полубесконечных металлических мишеней [4] заключается в том, что в нашем случае взаимодействие лазерного излучения с фольгой прекращается в момент появления отверстия, в то время как полубесконечная мишень взаимодействует со световым импульсом вплоть до момента его окончания. Фактически это означает, что даже при пороговой энергии лазерного импульса образование отверстия в фольге всегда сопровождается частичным проходом энергии через это отверстие.

Эксперименты были выполнены с использованием лазерного импульса свободной генерации длительностью 0.6—1.2 мс. Для расширения общности эксперимента лазерное воздействие осуществлялось на длинах волн 0.69 мкм ( $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$ ) и 1.08 мкм ( $\text{YAlO}_3 : \text{Nd}^{3+}$ ) при фокусировке излучения с помощью линз с фокусным расстоянием 2 и 11 см. В качестве мишени использовались



Зависимость массы металла  $m$ , удаленного из отверстия медной фольги, от величины пороговой энергии  $E_n$  при двух положениях мишени относительно фокальной плоскости.

Кривая 2 — менее острая фокусировка по сравнению с кривой 1. Точки соответствуют результатам экспериментальных измерений при указанных положениях мишени. Верхняя и нижняя штриховые прямые получены из уравнения (1).

фольги из металлов Cu, Al, Sn с типичным набором толщин от 25 до 2000 мкм, поверхность которых специально не обрабатывалась. В эксперименте проводилась регистрация падающей  $E_1$  и прошедшей через образующееся в фольге отверстие  $E_2$  энергий лазерного импульса. (Отметим, что для фольг толщиной  $<100$  мкм наши измерения регистрировали отношение  $E_2/E_1 > 0.5$ ). Измерение указанных величин осуществлялось фотодиодами, которые были связаны с компьютерной системой на базе микроЭВМ «Электроника-60». Энергия лазерного импульса варьировалась путем вращения пластины  $\lambda/4$ , помещенной между скрещенными призмами Глана. Учитывая флуктуационный характер процесса образования отверстия, величину пороговой энергии  $E_n = (1 - R)E_1 - E_2$  ( $R$  — коэффициент отражения металла в твердой фазе) определяли из условия, что в заданной серии импульсов облучения (длительность серии 7 импульсов) с постоянной энергией  $E_1 (\pm 0.05)$  вероятность образования отверстия превышает 0.5. После каждого лазерного импульса мишень смещалась в плоскости, перпендикулярной оси распространения излучения, с тем, чтобы исключить влияние предыдущего воздействия. По результатам измерений были получены зависимости величины массы металла  $m$ , удаленной из фольги при создании отверстия, от пороговой энергии  $E_n$ , которые для всех рассмотренных металлов, использованных длин волн и фокусирующих линз имели один и тот же характер. Наиболее типичная зависимость  $m(E_n)$  для Cu приведена на рисунке, из которого видно, что эта зависимость содержит три участка с различной эффективностью процесса выноса массы (величина пропорциональная  $dm/dE_n$ ).

Для того чтобы объяснить полученную зависимость, предположим, что, во-первых, исследуемый процесс образования отверстия удовлетворяет уравнению баланса энергии для случаев равновесного характера фазовых превращений; во-вторых, отверстие в достаточно тонкой фольге может возникнуть не как результат испарения металла массой  $m$ , но как результат однородного по толщине плавления и последующего механического разрыва жидкой пленки металла.

Причиной этого разрыва могут быть как силы поверхностного натяжения и гравитации, так и неустойчивость (например, термокапиллярная [5]) жидкой пленки. Согласно первому предположению, баланс энергии может быть записан в виде хорошо известного соотношения

$$m = E_n / (C_1 (T_{пл} - T_0) + \lambda + C_2 (T_{кип} - T_{пл}) + r), \quad (1)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — удельная теплоемкость металла в твердой и жидкой фазах соответственно;  $T_0$ ,  $T_{пл}$ ,  $T_{кип}$  — начальная температура, температуры плавления и кипения в нормальных условиях;  $\lambda$ ,  $r$  — удельная теплота плавления и испарения в нормальных условиях.

Отметим, что данное уравнение не может считаться полностью адекватным процессу лазерного испарения металла хотя бы потому, что оно не отражает зависимости теплофизических параметров от температуры и давления. По этой причине использование (1) следует рассматривать как грубое приближение, предназначенное для качественного анализа результатов (см. рисунок).

Из этих предположений следует, что, во-первых, область существования зависимости  $m(E_n)$  должна быть ограничена прямыми, отвечающими затратам энергии на разогрев + плавление (сверху) и на разогрев + плавление + испарение (снизу); во-вторых, наличие равновесных процессов плавления и испарения должно обеспечивать касание зависимости  $m(E_n)$  этих ограничивающих прямых при соответствующих значениях  $E_n$ . Как видно из рисунка, оба этих заключения хорошо подтверждаются результатами эксперимента.

Теперь можно утверждать, что в области малых пороговых энергий (участок I) и толщинах фольги, малых настолько, что разогрев и плавление могут рассматриваться однородными по толщине, образование отверстия действительно происходит в основном за счет разрыва пленки жидкой фазы, температура которой не достигает кипения. В этом случае затраты энергии на создание отверстия соответствуют затратам на плавление удаленного из отверстия металла (первые два члена знаменателя (1)). Далее, по мере роста толщины фольги и величины поглощенной энергии (участок II), разогрев фольги становится сугубо неоднородным, т. е. возникающая пленка жидкой фазы теперь находится в тепловом контакте с разогрегетым, но не расплавленным металлом. Для образования отверстия в этом случае уже необходим и процесс испарения, при котором знаменатель (1) увеличивается на сумму третьего и четвертого членов, и, как следствие, эффективность процесса выноса массы резко падает (см. рисунок). На этом участке имеет место последовательное действие двух механизмов образования отверстия — испарение и механический разрыв. При этом сначала происходит испарение металла в глубь фольги до толщины, при которой оставшаяся часть фольги разогревается и плавится однородно по толщине, после чего происходит ее механический разрыв. Понятно, что с увеличением толщины фольги энергоемкость первого механизма (испарение) становится доминирующей и зависимость  $m(E_n)$  приближается к нижней ограничивающей прямой (см. рисунок). Дальнейшее увеличение толщины фольги и соответствующий рост пороговой энергии вновь увеличивают эффективность процесса образования отверстия (участок III), удельные энергозатраты которого снижаются до уровня, отвечающего плавлению металла.

Объяснить наблюдающийся рост эффективности испарения и асимптотическое стремление зависимости  $m(E_n)$  к верхней ограничивающей прямой, оставаясь при этом в рамках приближения уравнения (1), можно, лишь предположив, что в этой области энергий температура жидкой фазы равна (или близка) критической температуре  $T_c$ , при которой, как хорошо известно [6], удельная теплота испарения  $r$  обращается в нуль. В самом деле, для большинства металлов удельный вес четвертого члена в сумме знаменателя (1) является преобладающим [7], поэтому его уменьшение до нуля действительно может обеспечить наблюдаемое увеличение эффективности процесса испарения.

Простым контраргументом этому утверждению могло бы быть предположение о том, что коэффициент отражения, который в наших экспериментах не измерялся, а принимался постоянной величиной ( $R = 0.85 \lambda = 1.08$  мкм для отражения от поверхности твердой фазы  $\text{Cu}$  [8]), на самом деле есть величина переменная. Действительно, изменение агрегатного состояния (переход твердое тело—жидкость) в общем случае приводит к изменению коэффициента отражения (с разным знаком для полупроводников [9] и металлов [10]). Тогда участок III зависимости  $m(E_p)$  можно было бы объяснить не ростом эффективности процесса испарения, а изменением шкалы поглощенной энергии  $E_p = (1 - R) E_1 - E_2$ , которое может быть вызвано, например, уменьшением коэффициента отражения при фазовом переходе твердое тело—жидкость и ростом температуры этой жидкости. Однако нетрудно видеть, что для достижения необходимого изменения шкалы  $E_p$  оказывается недостаточным, даже если  $R$  падает до нуля. В то же время эксперименты [10] показывают, что при указанном фазовом переходе и разогреве жидкой фазы величина  $R$  уменьшается до  $\sim 0.6$ . По этой причине мы полагаем справедливым предположение о наличии процесса испарения (участок III) при критической температуре.

Следуя вышеизложенному, нетрудно понять, каким образом должно сказываться влияние дефокусировки на поведение зависимости  $m(E_p)$ . В самом деле, изменение плотности падающей энергии может изменить лишь абсолютное значение энергии, при которой достигается критическая температура, оставляя неизменными участки зависимости I и II, связанные уравнением баланса энергии. Сказанное хорошо подтверждается результатами, приведенными на рисунке, из которого видно, что дефокусировка излучения (уменьшение плотности энергии) приводит к параллельному сдвигу участка III в сторону больших энергий импульса.

В заключение приведем качественное соображение об условиях создания критического давления. С нашей точки зрения, эффективность парообразования преимущественно определяется интенсивностью лазерного импульса. С другой стороны, поток пара от поверхности поглощающей жидкой фазы определяется тепловой скоростью атомов испаренного металла и, очевидно, имеет своим верхним пределом скорость звука. Следовательно, при достаточно высоких интенсивностях лазерного импульса можно ожидать, что сохранение баланса между этими потоками приведет к росту давления над поверхностью жидкой фазы до критических значений.

Итак, простой анализ результатов представленного эксперимента, выполненный с привлечением уравнения (1), единым образом объясняет характер зависимости  $m(E_p)$  на всех трех участках, обеспечивая тем самым большую достоверность основного заключения об обнаружении режима испарения при критической температуре. Вместе с тем фундаментальная значимость критических явлений требует дальнейшей верификации изучаемого в данной работе процесса.

Авторы признательны Б. П. Захарчене за интерес и поддержку настоящих исследований.

#### Список литературы

- [1] Анисимов С. И., Имас Я. С., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М., 1970. 272 с.
- [2] Самохин А. А. // Труды ИОФАН. 1988. Т. 13. С. 3—98.
- [3] Батанов В. А., Бункин Ф. В., Прохоров А. М., Федоров В. Б. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 2. С. 586—608.
- [4] Любов Б. Я., Соболев Э. Н. // Физика и химия обработ. материалов. 1975. № 5. С. 3—8.
- [5] Бугаев А. А., Лукошкин В. А., Урпин В. М., Яковлев Д. Г. // ЖТФ. 1988. Т. 48. № 5. С. 908—913.
- [6] Хирс Д., Паунд Г. Испарение и конденсация. М., 1966. 320 с.
- [7] Свойства элементов. Ч. I / Под ред. Г. В. Самсонова. М., 1976. 600 с.

[8] Мотулевич Г. П. // УФН. 1969. Т. 97. № 2. С. 211—256.

[9] Бугаев А. А. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 4. С. 1246—1248.

[10] Гагарин А. П., Иванова И. Н., Либенсон М. Н., Пудков С. Д. // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 7. С. 1523—1528.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург  
Санкт-Петербургский филиал  
института машиноведения  
им. А. А. Благонравова РАН

Поступило в Редакцию  
30 августа 1991 г.

---