

УДК 621.373.826+537.531

© В. Э. Птицын

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АБЛЯЦИИ

Предложена феноменологическая модель абляции вещества (металла) под воздействием концентрированного потока энергии — потока электронов с высокой плотностью мощности.

ВВЕДЕНИЕ

Термин "абляция" (или сброс вещества) в последние два десятилетия весьма часто появляется в публикациях, посвященных исследованиям физических и физико-химических процессов, обусловленных взаимодействием концентрированных потоков энергии с поглощающим конденсированным веществом.

Наибольшее число работ, в которых прямо или косвенно исследуется или практически используется явление абляции, связано с изучением или с практическим применением процессов взаимодействия с конденсированным веществом мощных потоков лазерного излучения. Исследования лазерной абляции позволили создать ряд новых научных направлений и методов обработки, структурной модификации, профилирования поверхности конденсированного вещества и в настоящее время используются во времяпролетной масс-спектрометрии, в современных технологиях микро- и наноэлектроники, микроэлектромеханики.

Однако, несмотря на значительный научный и практический интерес к феномену абляции, это физическое явление до настоящего времени не имеет однозначного и (или) общепринятого определения.

Как представляется, это связано с тем, что в понятие "абляция" вкладывается слишком широкий смысл. В обобщенном понимании оно включает в себя как явление сброса вещества в виде отдельных фрагментов вещества (капель, кластеров) в различных физических условиях, так и быстропротекающий фазовый переход атомов конденсированного вещества из связанных в свободные (возбужденные или ионизованные) состояния. При таком расширенном истолковании это понятие, на наш взгляд, не имеет большой эвристической ценности.

Принимая во внимание вышесказанное, в настоящей работе явление абляции рассматривается в более узком физическом смысле, а именно как быстропротекающий процесс фазового перехода атомов конденсированного вещества из связанных

состояний в свободные (возбужденные или ионизованные) состояния в условиях взаимодействия с веществом интенсивных потоков корпускулярного излучения, и в частности интенсивных потоков электронов.

Известно, что как при облучении поверхности вещества интенсивными лазерными пучками, так и потоками электронов имеет место ряд общих закономерностей. Эти закономерности не получили пока однозначной интерпретации и заключаются в следующем [1–5].

1. Процесс абляции имеет пороговый характер, а именно, развивается только тогда, когда интенсивность излучения или плотность мощности потока электронов (P) превышает характерное для данного вещества пороговое значение (P_1). P_1 по порядку величины составляет ≈ 50 МВт/см².

2. Между моментом начала воздействия концентрированного потока энергии на вещество и моментом возбуждения фазового перехода вещества в плазму существует конечное время задержки (Δt). Время Δt весьма сильно зависит от уровня P и может изменяться в широких пределах: от $\approx 10^{-8}$ с (при $P \geq P_1$) до $\approx 10^{-15}$ с при ($P \gg P_1$).

3. Зарядовый состав образующейся в процессе абляции плотной плазмы также существенно зависит от уровня P . При $P \geq P_1$ зарядовый состав (на начальной стадии формирования плазмы) близок к нулю, ибо в этих условиях собственные энергетически возбужденные атомы (молекулы) вещества, переходя из связанных в свободные состояния, остаются преимущественно нейтральными. При высоких уровнях P ($P \gg P_1$) средний заряд ионов плазмы может достигать значений $\approx (3-4)$.

Цель настоящей работы состояла в исследовании физического механизма указанных закономерностей.

В следующих разделах работы предложена модель явления абляции и дана интерпретация первых двух закономерностей этого явления. Для выяснения механизма зависимости зарядового состава плотной плазмы от уровня P необходимы дополнительные исследования.

1. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ВЕЩЕСТВА КАК ПРОЦЕСС, ОГРАНИЧИВАЮЩИЙ СКОРОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭНЕРГИИ КОНДЕНСИРОВАННЫМ ВЕЩЕСТВОМ

Для расчета скорости поглощения конденсированным веществом энергии падающего излучения (в единицах Вт/м²) будем рассматривать конденсированное вещество как совокупность двух взаимосвязанных подсистем: электронной и фоновой.

Как известно, при взаимодействии с поверхностью вещества потока электромагнитного излучения, а также потока электронов, энергия падающего на вещество потока энергии первоначально поглощается электронной подсистемой вещества и затем в результате электрон-фононного взаимодействия передается в фоновую подсистему вещества. Переданная в фоновую подсистему энергия распространяется в веществе вследствие фон-фонного взаимодействия или, иными словами за счет механизма теплопроводности.

Исходя из этой схемы процесса поглощения веществом энергии излучения, сделаем оценочные расчеты плотности мощности для возникающего в этих условиях потока теплопроводности Θ . В одномерном приближении выражение для Θ , распространяющегося от поверхности в глубь вещества, можно представить в виде [6]

$$\Theta \approx \frac{1}{3} \cdot n_f \cdot V_s \cdot \varepsilon, \quad (1)$$

где n_f — концентрация фононов, V_s — скорость звука, ε — средняя энергия, передаваемая фононом при переходе из области с локальной температурой $T + \Delta T$ в область с температурой T . В дебаевском приближении средняя энергия фонона ε определяется известным выражением

$$\varepsilon \cong 9 \cdot \frac{N}{n_f} \cdot k\theta \cdot \xi^4 \cdot \int_0^{\frac{1}{\xi}} dx \cdot \frac{x^2}{e^x - 1}, \quad (2)$$

где N — концентрация атомов вещества, k — постоянная Больцмана, θ — температура Дебая, $\xi \equiv T/\theta$. Интегрирование выражения (2) с учетом (1) дает

$$\Theta \cong N \cdot k\theta \cdot V_s \cdot \xi \times \left[1 - \frac{3}{8 \cdot \xi} + 3 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} \cdot B_n \cdot \xi^{-2n}}{(2n)! \cdot (2n+3)} \right], \quad (3)$$

где B_n — числа Бернулли.

Анализ (3) показывает, что при условии $\xi \geq 1$ выражение для Θ можно представить в более компактной форме

$$\Theta \approx \gamma \cdot N \cdot k\theta \cdot V_s, \quad (4)$$

где $\gamma = \gamma(\xi)$ — безразмерный параметр, численное значение которого при $\xi \approx 1$ близко к ≈ 0.5 . Из (4) видно, что значение Θ достаточно слабо зависит от природы вещества, так как входящие в (4) соответствующие характеристики вещества относительно мало отличаются для различных веществ. Подстановка в (4) значений параметров показывает, что значение Θ для широкого круга веществ составляет $\Theta \approx (50 \pm 10)$ МВт/см².

Таким образом, сделанные оценки Θ дают основания полагать, что порог абляции (P_1) может быть обусловлен конечностью скорости диссипации поглощенной веществом энергии излучения в фоновой подсистеме вещества.

Из полученной оценки формально следует также, что, если скорость ввода энергии излучения в конденсированное вещество превышает значение Θ , то энергия падающего излучения (потока электронов) в той или иной форме должна "отражаться" от вещества.

В следующем разделе работы на примере взаимодействия потока электронов с металлами рассмотрен возможный механизм процесса "отражения" концентрированного потока энергии от поверхности вещества, а также проведены расчеты численного значения P_1 и времени задержки как

$$\text{функции вида } \Delta t = \Delta t \left(\frac{P_l}{P} \right).$$

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО ПОТОКА ЭНЕРГИИ — ПОТОКА ЭЛЕКТРОНОВ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ МОЩНОСТИ

Для построения модели явления абляции естественно предположить, что физической причиной фазового перехода атомов приповерхностного слоя вещества из связанных состояний в свободные возбужденные (а также и ионизованные) состояния является уменьшение энергии связи (или когезии) в результате возбуждения электронной подсистемы приповерхностного слоя вещества под воздействием падающего на поверхность вещества внешнего излучения или корпускулярного потока частиц высокой интенсивности.

Для моделирования механизма процессов, развивающихся в веществе в условиях, когда

плотность мощности излучения, падающего на поверхность вещества, превышает уровень плотности мощности, который вещество способно поглотить за счет механизма теплопроводности, рассмотрим взаимодействие интенсивного потока электронов с поверхностью металла. Отметим здесь, что такой выбор вида "носителей" потока энергии и "объекта" энергетического воздействия сделан в целях упрощения анализа процесса взаимодействия концентрированного потока энергии с веществом.

Для описания взаимодействия между электронной и фононной подсистемами вещества воспользуемся известным приближением времени релаксации [3, 6]. На основании представлений, развитых в [6], выражение для абсолютного значения энергии связи при возбуждении электронной подсистемы металла (Λ^*) можно записать в виде

$$\Lambda^* \approx \Lambda - r \cdot \left(\mu - \frac{3}{5} \cdot E_f \right), \quad (5)$$

где Λ — абсолютная величина энергии связи поверхностного атома при отсутствии возбуждения электронной подсистемы металла, r ($r \approx 0.6-0.7$) — безразмерный коэффициент, равный (в условиях отсутствия возбуждения электронной подсистемы) отношению средней энергии связи поверхностного атома к энергии когезии, μ — средняя кинетическая энергия электрона зоны проводимости, E_f — энергия Ферми.

В модели свободных электронов металла уравнение баланса для кинетической энергии μ электрона зоны проводимости металла при взаимодействии потока электронов с металлом (в одномерном приближении) можно записать в виде [7-9]

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{(1-\eta) \cdot P \cdot \varphi(E)}{n \cdot E} - \frac{\varepsilon}{2\tau} \cdot \frac{k \cdot (T_e - T_p)}{E_f}. \quad (6)$$

Здесь η — безразмерный коэффициент, характеризующий упругое отражение электронов от поверхности металла, а также не равную нулю вероятность излучательной рекомбинации возбужденных электронов (согласно [3], $\eta < 0.1$); E — энергия электронов, падающих на поверхность металла; $\varphi(E)$ — функция удельных потерь электрона, инжектированного в приповерхностный слой металла; n — концентрация электронов зоны проводимости металла; P — плотность мощности потока электронов; τ — характерное время электрон-фононного взаимодействия; T_e , T_p — абсолютные температуры электронов и решетки соот-

ветственно. Отметим, что значение $\varphi(E)$ следует вычислять для точек на "поверхности" металла по известной формуле Бете для неупругих потерь энергии (см., например, [3]); кроме того, так как формула Бете является приближенной, то для количественных расчетов теоретическое значение этой функции следует корректировать с учетом известных экспериментальных данных.

Для интегрирования уравнения (6), вообще говоря, необходимо задать или найти функцию $T_p = T_p(t)$. Однако, как показано в работе [2], температура решетки при взаимодействии металла с интенсивными потоками электронов за время порядка $\approx 10^{-8}$ с, предшествующее началу развития фазового перехода металла в плазму, повышается незначительно, и в частности для Cu, не превышает ≈ 800 К. Принимая во внимание эти данные и учитывая, что теплоемкость решетки металла много больше теплоемкости газа электронов, при интегрировании (5) можно положить: $T_e \gg T_p = \text{const}$. Взаимосвязь между T_e и μ имеет вид [10]

$$k \cdot T_e \approx \left[\mu^2 - \left(\frac{3}{5} \cdot E_f \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Используя для уравнения (7) аппроксимацию

$$k \cdot T_e \approx 3 \cdot \left(\mu - \frac{3}{5} \cdot E_f \right), \quad (8)$$

погрешность которой для интервала: $\frac{3}{5} E_f \leq \mu \leq E_f$ не превышает 20 %, из уравнений (5-8) при начальном условии $\mu(0) = \frac{3}{5} E_f$ получим

$$\Lambda^*(P, t) \approx \Lambda - \frac{2 \cdot r \cdot (1-\eta) \cdot \tau \cdot E_f \cdot \varphi \cdot P}{3 \cdot \varepsilon \cdot n \cdot E} \times \left[1 - \exp \left(- \frac{3 \cdot \varepsilon}{2 \cdot E_f} \cdot \frac{t}{\tau} \right) \right]. \quad (9)$$

Приравнявая $\Lambda^*(P, t)$ к нулю и полагая $t \gg \tau$, из (9) найдем выражение для минимального (или порогового) значения уровня плотности мощности потока электронов (P_1), начиная с которого происходит возбуждение электронной подсистемы металла и, как следствие, происходит понижение энергии связи поверхностных атомов (вплоть до нуля). Другими словами, условия $\Lambda^*(P, t) = 0$; $t \gg \tau$ физически означают, что при $P \geq P_1$ через определенный промежуток времени (называемый временем задержки) в результате "накачки" элек-

тронной подсистемы возбужденные атомы поверхностного слоя металла, не удерживаемые энергиями связи, переходят из связанных в свободные состояния.

Согласно (9), выражение для порогового уровня плотности мощности имеет вид

$$P_l \approx \frac{3 \cdot \varepsilon \cdot n \cdot E \cdot \Lambda}{2 \cdot r \cdot (1 - \eta) \cdot \tau \cdot E_f \cdot \varphi}. \quad (10)$$

Продлав численные оценки значений P_l по формуле (10) для Cu, получим

$$P_l \approx \Theta. \quad (11)$$

Выражение (9) позволяет произвести также количественные расчеты времени задержки Δt (при $P > P_l$). После преобразований из (9) следует, что

$$\Delta t \approx -\frac{2}{3} \cdot \frac{E_f}{\varepsilon} \cdot \tau \cdot \ln \left(1 - \frac{P_l}{P} \right). \quad (12)$$

Вычисления (12) показывают, что в соответствии с экспериментальными данными [1–4] Δt весьма сильно зависит от P и (для реализованных в настоящее время уровней P) может изменяться в пределах от $\approx (10^{-7} - 10^{-8})$ с до $\approx 10^{-15}$ с.

В заключение оценим скорость движения (v) границы раздела конденсированное вещество—плазма, в процессе абляции. В рамках предложенной модели абляции значение энергии активации для акта перехода атома из связанного в свободное состояние можно принять равным нулю. Исходя из известных представлений Аррениуса—Френкеля о вероятностном характере активационного перехода атомов поверхности вещества в свободное состояние, выражение для скорости движения межфазной границы в процессе абляции можно представить в виде

$$v \approx \lim_{\Lambda^* \rightarrow 0} \left[a \cdot f \cdot \exp \left(-\frac{\Lambda^*}{kT_p} \right) \right] = a \cdot \frac{kT_p}{h}, \quad (13)$$

где a — параметр кристаллической решетки, $f \approx \frac{kT_p}{h}$ — частота колебаний атома на поверхности вещества. Например, для Cu из (13) легко оценить, что уже при температуре T_p , близкой к ≈ 500 К, скорость v достигает значений $\approx V_s$. Полученные оценки для v и T_p находятся в удовлетворительном согласии с данными [1, 2]. Из (13) также, очевидно, следует, что в течение процесса абляции ионная подсистема вещества не может

существенно нагреваться, ибо скорость движения теплового фронта в веществе в дебаевском приближении не превышает V_s . Кроме того, отметим, что пропорциональность между v и T_p а также конечность скорости движения теплового фронта должны приводить к взаимной "самосогласованности" скоростей v и V_s и, как следствие, по видимому, к выравниванию этих скоростей в процессе абляции.

Заметим, что сказанное выше, на наш взгляд, не противоречит известным данным о том, что в результате абляции на поверхности вещества образуются эрозионные следы и кратеры со следами поверхностного оплавления [1–4].

В соответствии с развитой моделью, высокотемпературный нагрев и плавление вещества могут иметь место тогда, когда по каким-либо причинам исходный ($P > P_l$) уровень плотности мощности концентрированного потока энергии на поверхности вещества снижается до значений, меньших P_l .

Такое уменьшение уровня плотности мощности, во-первых, всегда будет возникать на заднем фронте импульса в процессе прекращения импульсного энергетического воздействия, так как форма сравнительно коротких мощных импульсов (с длительностью порядка 1 нс и менее), как правило, близка к "колоколообразной". Во-вторых, если импульс энергетического воздействия имеет относительно большую длительность, то в результате роста во времени толщины и плотности плазмы и соответственно эффективности процессов поглощения энергии излучения в плазме, спад уровня поглощаемой веществом плотности мощности до значений $P < P_l$ может происходить и до окончания импульса. Наконец, дополнительно к этим замечаниям следует заметить, что, независимо от длительности импульса, в процессе прекращения воздействия температура ионной подсистемы в приповерхностном слое вещества первоначально будет возрастать (по сравнению с температурой этой подсистемы в процессе абляции) как вследствие взаимодействия с поверхностью вещества распадающейся плазмы, так и в результате передачи энергии электронного возбуждения в ионную подсистему вещества.

Работа поддержана грантом РФФИ № 98-02-18101.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения / Пер. с англ. под ред. С.И. Анисимова. М.: Мир, 1974. 468 с.

2. *Месяц Г.А., Проскуровский Д.И.* Импульсный электрический разряд в вакууме. Наука: Новосибирск, 1984. 256 с.
3. *Валиев К.А.* Физика субмикронной литографии. М.: Наука, 1990. 528 с.
4. *Быковский Ю.А., Неволин В.Н.* Лазерная масс-спектрометрия. Москва: Энергоатомиздат, 1985. 128 с.
5. *Птицын В.Э.* К проблеме пробоя вакуумной электроизоляции // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55, № 6. С. 325–328.
6. *Займан Дж.* Электроны и фононы. М.: Иностранная литература, 1962. 354 с.
7. *Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В.* Релаксация между электронами и решеткой // ЖЭТФ. 1956. Т. 31, № 2. С. 232–237.
8. *Птицын В.Э.* Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. ИАНП РАН, 1996. 350 с.
9. *Ptitsin V.E.* Theory of Abnormal Desorption // Rev. Sci. Instruments, 1994, V. 65, N 4. P. 1476–1479.
10. *Мартыненко Ю.В., Явлинский Ю.Н.* Распыление осколками ядер. М.: Препринт ИАЭ № 4084/11, 1985. 20 с.

*Институт аналитического приборостроения РАН,
Санкт-Петербург*

Материал поступил в редакцию 28.08.2000.

PHENOMENOLOGICAL MODEL OF ABLATION

V. E. Ptitsin

Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg

A phenomenological model of substance (metal) ablation caused by a concentrated energy flux — high power density electron beam is offered.