

ОБ ИНКРЕМЕНТЕ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ИСПАРЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.И. Коротченко, А.А. Самохин

Приводятся результаты численного решения дисперсионного уравнения для инкремента вынужденного рассеяния и формирования периодического рельефа на поверхности жидкого металла, испаряющегося под действием монохроматического излучения.

Действие интенсивного оптического излучения на поглощающие конденсированные среды при определенных условиях сопровождается возникновением на облучаемой поверхности регулярных структур с периодом порядка длины световой волны (см., например, /1–8/ и цитированную там литературу). Этот эффект связан с нарушением пространственной однородности облучения из-за интерференции между падающей электромагнитной волной и теми волнами, которые возбуждаются в результате дифракции на различных неоднородностях облучаемой поверхности.

Для получения количественных данных об инкременте развития периодической структуры на облучаемой поверхности необходимо рассматривать не только электродинамическую задачу, но и поведение конденсированной среды, находящейся под воздействием излучения с модулированным в пространстве и во времени распределением интенсивности. Подобным образом строится теория вынужденного мандельштам – бриллюэновского или комбинационного рассеяния. Отметим, что вынужденное рассеяние света на поверхности хорошо проводящей жидкости, когда возможно резонансное возбуждение поверхностных электромагнитных и капиллярных волн, обсуждалось в 1972 г. в работе /9/, где основное воздействие излучения на среду было обусловлено пондеромоторными силами.

При учете нагрева среды излучением влияние пондеромоторных сил оказывается относительно малым по сравнению с теплофизическими эффектами, связанными с модуляцией температуры на облучаемой поверхности. Выполненные в работе /8/ оценки показывают, что в условиях эксперимента

/3/, где на поверхность жидкой ртути действовали импульсы излучения с длиной волны 10 мкм и пиковым значением интенсивности 30 МВт/см², измеренная величина инкремента $\gamma = 22 \text{ мкс}^{-1}$ определяется в основном действием испарительного давления. В настоящей работе приводятся результаты численного анализа дисперсионного уравнения для инкремента малых возмущений на поверхности жидкой ртути при таком режиме воздействия.

Дисперсионное уравнение для инкремента $\gamma(k)$ малых возмущений формы $h(t, x)$ и температуры $T_s(t, x)$ плоского фронта стационарного испарения невязкой несжимаемой жидкости, которые пропорциональны фактору $\exp(\gamma t + ikx)$, можно представить в следующем виде /7, 10/:

$$\rho\gamma(\gamma + kV) + \sigma k^3 = [kp' + (\gamma + kV)\rho V']T_s/h, \quad (1)$$

где V — скорость невозмущенного фронта испарения; p — испарительное давление; ρ — плотность; σ — поверхностное натяжение жидкости; V' и p' — производные от V и p по температуре поверхности. Термокапиллярный эффект не учитывается, что оправдано при выполнении неравенства $|k\sigma'| < \rho' / 11$.

Отношение T_s/h определяется из линеаризованного решения однофазного варианта задачи Стефана /7/, которое в случае поверхностного поглощения излучения имеет вид:

$$T_s [(LV)'/cV + b + q\Delta T V'/\chi(b + k)] = h [(\Delta T + L/c)qkf + q\Delta T k(q - b - k)/(b + k)], \quad (2)$$

$$\gamma = \chi b(b - q) - \chi k^2,$$

где $q\chi = V$; $Reb > 0$; χ — температуропроводность; c — теплоемкость; L — теплота испарения жидкости; ΔT — стационарная разность температур на поверхности и в глубине жидкости, которая поддерживается за счет поглощаемой интенсивности.

Как показывает численный анализ динамики испарительного процесса /8/, выполненный в рамках модели /12/, температура поверхности в рассматриваемом режиме воздействия при пиковом значении поглощаемой интенсивности $I = 3,3 \text{ МВт/см}^2$ близка к стационарному значению и равна примерно удвоенной температуре кипения ртути при нормальном давлении. При этом скорость испарения $V = 500 \text{ см/с}$.

Функция $f(k)$ определяет величину модуляционной добавки ΔI к поглощаемой интенсивности I , которая пропорциональна возмущению формы поверхности $I + \Delta I = I(1 + hkf)$. При нормальном падении излучения $f(k)$ яв-

ляется действительной. Явное выражение для $f(k)$, которое зависит от оптических свойств среды, направления поляризации, а также от соотношения между пространственным периодом возмущения $2\pi/k$ и длиной волны излучения λ , получается из решения линеаризованной электродинамической задачи и приведено, например, в [2] вместе с графической зависимостью $f(k)$ для некоторых значений комплексного показателя преломления $\bar{n} = n + ik$.

Для ртути в рассматриваемом диапазоне температур и давлений точные значения \bar{n} неизвестны. По данным [13] при $\lambda = 10$ мкм и комнатной температуре для ртути $n = 18,4$ и $k = 18,5$, что приводит к зависимости $f(k)$, показанной на рис. 1.

Зависимость инкремента γ от величины f , полученная путем численного решения уравнений (1) и (2) при $2\pi/k = 10$ мкм, показана на рис. 2 для $V = 500$ и 250 см/с, которым соответствуют следующие значения безразмерных параметров $p'/\rho V V' = 73$ и 146 , $\sigma/\rho \chi V = 0,5$ и 1 , $(LV)'/cV = 7,2$ и $\Delta TV'/V = 3,9$. Относительно небольшие изменения двух последних параметров при изменении скорости можно не учитывать.

Зависимость $\gamma(f)$ позволяет по экспериментальным данным об инкременте получать информацию о величине f , которая определяется оптическими свойствами перегретой метастабильной жидкости. Для повышения точности подобных измерений необходимы более подробные данные о динамике формирования периодического рельефа и режиме испарения на облучаемой поверхности.

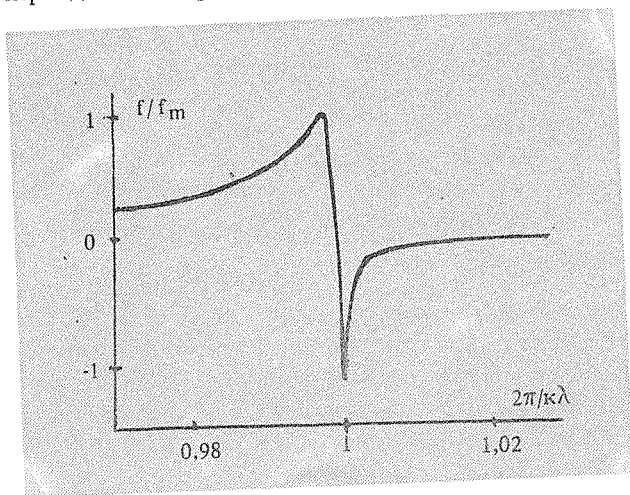
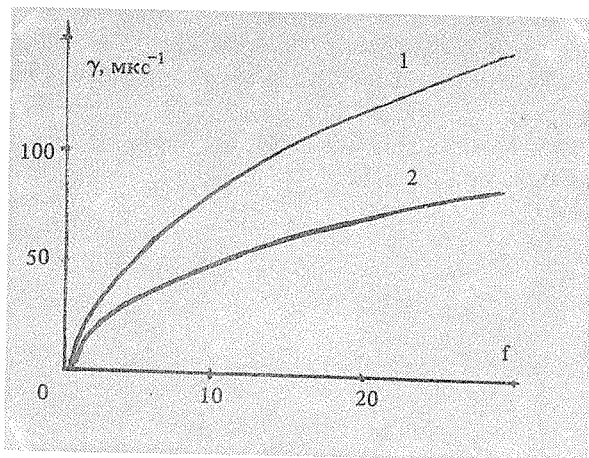


Рис. 1. Зависимость функции f/f_m от соотношения между пространственным периодом возмущения $2\pi/k$ и длиной волны излучения λ .



Р и с. 2. Зависимость инкремента γ от величины f при $V = 500$ (1) и 250 (2) см/с.

В рассматриваемом случае гидродинамические эффекты играют определяющую роль в процессе вынужденного рассеяния и формирования периодического рельефа на облучаемой поверхности. Без учета этих эффектов теоретическое значение инкремента оказалось бы значительно меньше, т.е. пренебрежение гидродинамическими эффектами без анализа применимости такого приближения, как это делается, например, в работах /14, 15/, приводит к ошибочным результатам при рассмотрении процесса образования периодического рельефа на поверхности поглощающих конденсированных сред под действием интенсивного монохроматического излучения. Кроме того, в работе /14/ форма резонансного пика на дисперсионной кривой не согласуется с гораздо более узкой резонансной зависимостью $f(k)$, характерной для металлов /2/.

В заключение отметим, что величина инкремента зависит не только от теплофизических и оптических свойств среды и геометрии воздействия, но и от степени когерентности излучения. Например, изменяя поляризацию излучения, можно контролируемым образом варьировать величину инкремента при образовании периодических структур на облучаемой поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аксенов В.П., Журкин Б.Г. Препринт ФИАН № 56, М., 1982.
2. Zhou Guosheng, Fauchet P.M., Siegman A.E. Phys. Rev., В 26, 5366 (1982).

3. Keilmann F. Phys. Rev. Lett., 51, 2097 (1983).
4. Капаев В.В., Копаев Ю.В., Молотков С.И. Микроэлектроника, 12, 499 (1983).
5. Емельянов В.И., Земсков Е.М., Семиногов В.Н. Квантовая электроника, 10, 2389 (1983).
6. Емельянов В.И., Семиногов В.Н. Квантовая электроника, 11, 871 (1984).
7. Самохин А.А. Препринт ФИАН № 34, М., 1984.
8. Голубенко Г.А., Самохин А.А., Сычугов В.А. Квантовая электроника, 11, 1850 (1984).
9. Кац А.В., Маслов В.В. ЖЭТФ, 62, 496 (1972).
10. Самохин А.А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 3 (1985).
11. Самохин А.А. Квантовая электроника, 10, 2022 (1983).
12. Самохин А.А., Успенский А.Б. Препринт ФИАН № 143, М., 1979.
13. Schulz L.G. J. Opt. Soc. Am. 47, 64 (1957).
14. Трибельский М.И., Гольберг С.М. Письма в ЖТФ, 8, 1227 (1982).
15. Гандельман Г.М., Кондратенко П.С. ЖЭТФ, 88, 1470 (1985).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 16 июля 1985 г.