Литература

[1] Абдуллин Э.И., Баженов Г.П., Ким А.А., Ковальчук Б.М., Кокшенов В.А. – Физика плазмы, 1986, т. 12, № 10, с. 1260-1264.
[2] Голованов Ю.П., Долгачев Г.И., Закатов Л.П., Скорюшин В.А. – Физика плазмы, 1988, т. 14, в. 7, с. 880-885.
[3] Kania D.R., Jones L.A., Zimmermann E.L., Veeser L.R. and Trainor R.J. – Appl. Phys. Lett., 1984, 44(8), p.741-743.
[4] Meger R.A., Commiso R.J., Cooperstein G., and Shyke A. Goldstein. – Appl. Phys. Lett., 1983, 42(11), p.943-945.
[5] Ottinger P.F., Goldstein S.A. and Meger R.A. – J. Appl. Phys., 1984, 56(3), p.774-784

Поступило в Редакцию
4 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24 26 декабря 1988 г.

ТЕРМОГРАДИЕНТНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ СВОБОДНОЙ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ К ВОЗНИКНОВЕНИЮ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН

А.А. Углов, С.В. Селищев

Температурный градиент (β) вблизи свободной плоской поверхности жидкости может являться причиной ее неустойчивости к возникновению капиллярных волн [1-3]. Для реализации конкретного механизма неустойчивости существенное значение имеет знак β при $z \to 0-$, где начало координат находится на невозмущенной свободной поверхности жидкости, а ось z направлена из жидкости в газовую среду. В [1] для развития неустойчивости необходимо $\beta > 0$, в [2] $\beta < 0$. В [3] неустойчивость, приводящая к возникновению капиллярных волн, развивается при $\beta > 0$, а при $\beta < 0$ развивается апериодическая неустойчивость.

Важное, в том числе и для практических приложений [4], общее свойство механизмов этих неустойчивостей заключается в том, что для их развития величина β должна быть достаточно большой. Казалось бы, что при дальнейшем закритическом увеличении β неустойчивость должна развиваться интенсивней. Однако, как показано в данной работе, при достаточно большом β вне зависимости от его знака и числа Прандтля (Pr) жидкости ее свободная плоская поверхность всегда устойчива к возникновению капиллярных волн.

Используя [1–3], рассмотрим следующие граничные условия на свободной плоской поверхности жидкости:

$$\frac{\partial h}{\partial t} - v = 0, \tag{1}$$

$$\sigma \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + p - 2\eta \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \tag{2}$$

$$-\frac{\partial \sigma}{\partial T}\frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial h}{\partial x}\cdot\frac{\partial \sigma}{\partial T}\cdot\beta + \eta\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0, \tag{4}$$

где t – время, h – возмущение поверхности жидкости, v – возмущение нормальной компоненты скорости жидкости, w – тангенциальной, σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, η – ее вязкость, x – координата вдоль плоской поверхности жидкости, p – возмущение давления жидкости, θ – возмущение температурного поля (T) жидкости, $\beta = \partial T/\partial z$.

Возмущение температурного поля жидкости определяется уравнением

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -v\beta + g\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}\right), \tag{5}$$

а возмущение поля скоростей

$$\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \tag{6}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\eta}{\rho}\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right), \tag{7}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\eta}{\rho}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right), \tag{8}$$

где g – коэффициент температуропроводности жидкости, ρ – ее плотность. Кроме того, считаем, что

$$v = w = \theta = 0 \quad \text{при} \quad z \to -\infty. \tag{9}$$

Из (5)–(9) следует

$$v = \exp(i\omega t - imx)\left[N_1 \exp(-i\mu_1 z) + N_2 \exp(-i\mu_2 z)\right], \tag{10}$$

$$m > 0, \; \mu_1 = im, \quad i\omega = -\frac{\eta}{\rho}\left(\mu_2^2 + m^2\right), \tag{11}$$

$$\theta=\exp(i\omega t-imx)\Big[N_3\exp(-i\mu_3 z)-\frac{\beta}{i\omega}\Big(N_1\exp(-i\mu_1 z)+$$

$$+\frac{Pr}{Pr-1}N_2\exp(-i\mu_2 z)\Big)\Big], \tag{12}$$

$$i\omega=-g(\mu_3^2+m^2), \tag{13}$$

где m – волновое число для возмущений вдоль поверхности жидкости, слагаемое $\sim N_1$ соответствует потенциальным возмущениям поля скоростей жидкости, N_2 – вихревым. Слагаемое $\sim N_3$ соответствует возмущениям температурного поля жидкости, обусловленных теплопроводностью.

Пренебрегая вязкостью, что уменьшает устойчивость системы, в балансах нормальных (2) и тангенциальных (3) напряжений из (1), (2) получаем дисперсионное уравнение для капиллярных волн

$$\omega^2=\omega_0^2(1+a), \quad \omega_0^2=\sigma m^3/\rho, \tag{14}$$

$$a=\frac{im(Pr-1)}{\mu_3-Pr\,\mu_2}. \tag{15}$$

Используя (11), (13), преобразуем (15)

$$a=\frac{im(\mu_3+Pr\,\mu_2)}{Pr\,m^2-\mu_3^2}. \tag{16}$$

Решение, близкое к $\mu_3\approx\pm m\sqrt{Pr}$, не удовлетворяет условию локализации возмущений (9). Поэтому знаменатель (16) всегда отличен от нуля.

Из (11), (13) следует, что неустойчивость в рассматриваемой системе может развиваться при условии $|\mu_2|$, $|\mu_3|\gtrsim m$. Пусть выполняется более сильное условие $|\mu_2|$, $|\mu_3|\gg m$. Тогда $|a|\ll 1$, и для решения (14) можно использовать метод возмущений: $\omega\approx\approx\omega_0(1+a/2)$.

Полагая для определенности $\omega_0>0$, из (11), (13) имеем

$$\mu_2\approx(-1+i)\sqrt{\frac{\rho}{2\eta}\omega_0}, \quad \mu_3\approx(-1+i)\sqrt{\frac{\omega_0}{2g}}. \tag{17}$$

Подставляя (17) в (16), имеем $\operatorname{Im} a>0$, что определяет устойчивость плоской поверхности жидкости к возникновению капиллярных волн.

Для полученной устойчивости существенное значение имеет учет в (3) тангенциальных напряжений, связанных с возмущениями поверхности жидкости. Их отсутствие, как принято, например, в [3], приводит к прямо противоположному результату. Таким образом, при анализе изменений рельефа поверхности, связанного с термокапиллярными явлениями, важно учитывать в (3), как это сделано в [1, 2], слагаемое $\sim\beta\partial h/\partial x$.

Учет вязкости в (2), (3), как показывает анализ дисперсионного уравнения, приводит к повышению устойчивости рассматриваемой системы.

Таким образом, температурный градиент вблизи свободной плоской поверхности жидкости может являться как дестабилизирующим систему фактором [1-3], так и стабилизирующим.

Литература

[1] Palmer H.Y. – Y. Fluid. Mech., 1976, v. 75, N 3, p. 487–511.

[2] Левченко Е.Б., Черняков А.Л. – ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 1597-1608.

[3] Бугаев А.А., Лукошкин В.А., Яковлев Д.Г.– ЖТФ, 1988, т. 58, № 5, с. 908–914.

[4] Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Машиностроение, 1985. 496 с.

Поступило в Редакцию
7 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24 — 26 декабря 1988 г.

ОТЖИГ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ПАР ФРЕНКЕЛЯ В n-Ge, ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0.6 МэВ И 1.2 МэВ

А.Н. Крайчинский, Л.В. Мизрухин, И.С. Рогуцкий, В.И. Шаховцов

В [1-11] установлено, что центрированная при Т=65 К стадия изохронного отжига проводимости кристаллов n-Ge, облученных электронами с энергией ~ 1 МэВ при гелиевых температурах, обусловлена аннигиляцией „замороженных" генетически связанных пар вакансия (У)–межузельный атом (I), получивших название метастабильных пар Френкеля (МПФ). Важным свойством МПФ (радиационных акцепторов) является сдвиг их стадии отжига в область гелиевых температур при облучении „допороговыми" электронами 0.3-0.5 МэВ ($T_{отж}$=5–7 К [4, 8]) или светом с энергией кванта $h\nu < E_G$ (E_G – ширина запрещенной зоны, $T_{отж}$=4.2 К [3, 8]). В условиях ионизации кристаллов при подсветке „допороговой" радиацией или светом процесс отжига МПФ характеризуется аномально малым значением энергии активации (4–5 МэВ [4, 8]) и диффузионно-контролируемым движением I к У [4]. Механизм миграции I в неравновесных условиях предложен в [12, 13] и основан на инверсии потенциала для I в процессе перезарядок $I^0 \rightarrow I^+ \rightarrow \ldots$