

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА, НАХОДЯЩЕГОСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

М.Д.Габович, В.Я.Порицкий

Получена электронно-микроскопическая панорама нелинейных капиллярных волн, возбуждаемых электрическим полем на поверхности жидкого металла и "замороженных" при быстром охлаждении последнего; проведено сопоставление структуры волн с существующими теоретическими представлениями.

Неустойчивость поверхности жидкого металла в перпендикулярном к ней электрическом поле рассмотрена теоретически еще Тонксом и Френкелем [1 - 3]. Однако экспериментально структура возбуждаемых нелинейных волн не исследована. Между тем, знание этой структуры представляет большой интерес, в частности, в связи с созданием жидкометаллических эмиттеров ионов с плотностью тока $\sim 10^4$ А/см² [4].

В настоящей работе описан метод исследования указанной неустойчивости, заключающийся в том, что при быстром отвердении металла фиксируется рельеф поверхности, определяемый влиянием электрического поля E и противоположно направленным действием поверхностного натяжения α ; обследуя затем поверхность с помощью растрового электронного микроскопа можно получить всю панораму "замороженных" нелинейных капиллярных волн и отдельные ее детали. Этот метод позволил впервые сопоставить возбуждаемые нелинейные волны с существующими теоретическими представлениями о них, а главное - получить данные, необходимые для разработки теории эмиссии заряженных частиц из подобных неустойчивых образований.

Для плавления поверхности и создания вблизи нее сильного электрического поля использовался поток плотной высокоионизированной водородной плазмы с начальным радиусом ~ 1 мм, который с помощью сильного магнитного поля транспортировался в вакууме к поверхности медной пластинки, имеющей по отношению к плазме отрицательный потенциал ϕ и служившей коллектором ионов. При осевой плотности ионного тока $j_+ = 10$ А/см² и $\phi = 400 \div 500$ В удельная мощность ионной бомбардировки составляла $4 \div 5 \cdot 10^3$ Вт/см² в непрерывном режиме. Расчетное значение электрического поля на поверхности коллектора, отделенного от плазмы плоским слоем объемного заряда ионов, составляла $E = (16 \pi j_+)^{1/2} (2 e/m)^{-1/4} \phi^{1/4} \approx 10^5$ В/см.

Для возбуждения неустойчивых капиллярных волн следует выбрать параметры ионного потока и условия отвода тепла от медной пластинки так, чтобы по крайней мере часть ее поверхности была жидкой и находилась в достаточно сильном электрическом поле. Однако, как показывают оценки, "замораживание" этих волн после выключения разряда, образующего плазму, возможно лишь при очень малой глубине жидкой фазы; в противном случае осуществляемое вслед за включением разряда отверждение металла произойдет после затухания капиллярных волн. Поэтому необходимые для фиксации волн условия достигались следующим образом. Пластинка подвергалась ионной бомбардировке, во время которой плавилась в основном центральная ее часть. Из-за некомпенсированного суммарного импульса, связанного с давлением электронного компонента плазмы, жидкий металл выбрасывался из этой области к периферии. Убедительным свидетельством радиального выброса жидкой фазы является образование отвердевшей меди в виде вала, выступающего над начальной плоскостью пластинки. Кратер, образованный ионной бомбардировкой, представлен на рис. 1, а; z - направление ионного потока. Именно здесь (на "мелкой воде") на периферии кратера, в кольцевом слое, ограниченном радиусами $r_1 = 2$ мм и $r_2 = 3$ мм, растровый электронный микроскоп с разрешением 100 \AA наиболее четко обнаружил панораму "замороженных" нелинейных капиллярных волн (рис. 2). Эти же волны в плане показаны на рис. 1, б, поз-

воляющем определить длину волны. Полученные экспериментальные данные можно характеризовать и интерпретировать так.

1. Капиллярные волны в присутствии электрического поля описываются [3] известным дисперсионным уравнением $\omega^2 = \frac{k}{\rho} (ak^2 - \frac{E^2}{4\pi} k + \rho g)$ относящимся к системе с достаточно удаленным от поверхности жидкого металла фиксированным электродом. Между тем, в условиях эксперимента последним служит граница плазмы, которая при длинноволновых возмущениях поверхности жидкого металла следует за ними, поскольку эта граница отделена от поверхности ионным слоем фиксированной толщины $d_{СД} = (9\pi)^{-1/2} (2e/m)^{1/4} \phi^{3/4} j_+^{-1/2} \approx 100$ мкм. Очевидно, что в таких условиях из-за сохранения распределения E по поверхности металла, возмущения с $\lambda \gg d_{СД}$ развиваться не могут. Нарастания волн следует ожидать лишь при $\lambda \approx d_{СД}$, что и имеет место в действительности: $\lambda_{эксп} = 50$ мкм.

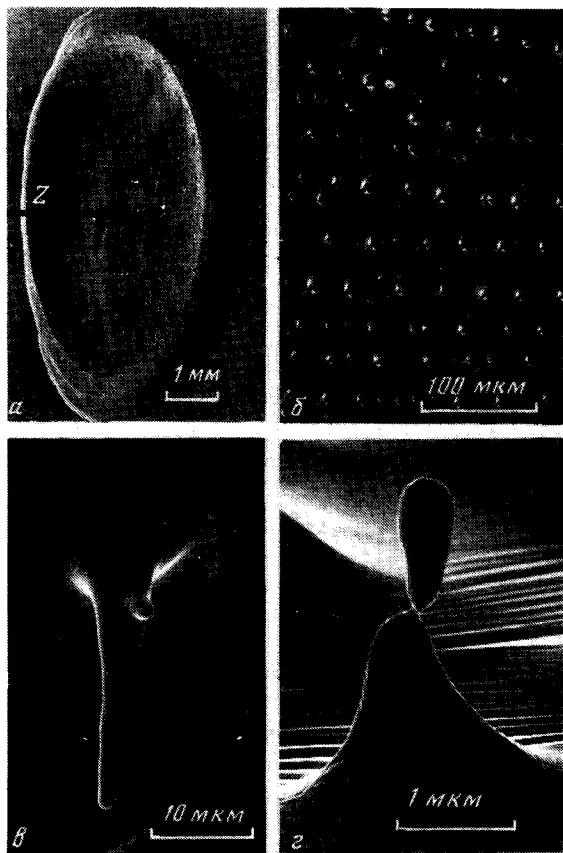


Рис.1.

2. Относительно большая величина $k_{эксп} = 2\pi / \lambda_{эксп}$ и вертикальное расположение пластинки позволяют пренебречь членом ρg в дисперсионном уравнении. Таким образом, критическое поле, необходимое для возбуждения капиллярных волн, $E_{кр} = (4\pi ak_{эксп})^{1/2} \approx 10^6$ В/см.

Это также не противоречит эксперименту, так как при коротковолновом возмущении с большой начальной амплитудой истинное поле значительно превышает поле E , рассчитанное для плоского слоя. Необходимое же начальное коротковолновое возмущение с большой амплитудой создается наблюдаемыми колебаниями плазмы в источнике.



Рис.2.

3. Модельное теоретическое рассмотрение Тонкса приводит к выводу о том, что развитие рассматриваемой неустойчивости происходит в две стадии. Первая — завершается образованием примерно полусферического выступа на поверхности жидкого металла. На втором этапе из вершины этой полусферы развивается пик с уменьшающимся радиусом кривизны. Отношение высот, достигаемых на втором и первом этапах, не превышает 3.

Из рис.2 следует, что форма зафиксированных выступов на гребнях наблюдаемых волн в основных чертах согласуется с предсказанием теории: четко выделяются две упомянутых стадии. Развивающийся на второй стадии пик с радиусом кривизны на вершине $R = 1$ мкм представлен отдельно на рис.1, σ . Максимальная высота пика по Тонксу

$$h_{\text{макс}} = \frac{1,35 \cdot 8\pi}{E^2}$$
 и, следовательно, при критическом поле $h_{\text{макс}}/\lambda = 0,4$. Высота полностью развившегося пика, представленного на рис.1, σ , удовлетворительно согласуется с величиной $h_{\text{макс}} = 0,4\lambda_{\text{эксп}} = 20$ мкм. Равенство давлений, связанных с поверхностным натяжением и действием электрического поля, позволяет определить поле на вершине пика $E_{\text{в}} \approx 6 \cdot 10^6$ В/см. Такого же порядка поле получается непосредственно из оценки $E_{\text{в}} \approx \phi / R$.

4. Для многих из наблюдавшихся пиков характерно образование перегибки. На рис.1, ζ приведен вид одного из таких пиков, "замороженного" в момент, предшествующий отрыву вершины. Ряд других фотогра-

фий, полученных с помощью растрового микроскопа, позволяет утверждать, что, по крайней мере, некоторые из пиков несомненно являются полыми.

Авторы благодарны В.П.Коваленко и Э.А.Пашицкому за обсуждение результатов.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
8 декабря 1980 г.

Литература

- [1] L. Tonks. Phys. Rev., 48, 562, 1935.
 - [2] Я.И.Френкель. Phys. Zs. der. Sowietunion, 8, 675, 1935.
 - [3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, ГИИТЛ, М., 1957.
 - [4] R.Clampitt, K.L.Aitken, D.K.Jefferies. J. Vac. Sci. Technol., 12, 1208, 1975.
-