

- [5] Н и к о л и с Г., П р и г о ж и н И. Самоорганизация в неравновесных системах. 1979. М.: Мир, 512 с.
- [6] K u r a m o t o V., T s u z u k i T. // Prog. Theor. Phys. 1975. V. 54. N 3. P. 687-699.

Поступило в Редакцию
27 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 19 12 октября 1990 г.

01; 04

© 1990

ОБ АНОМАЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ КРИОГЕННОГО Z -ПИНЧА

И.Т. Я к у б о в

1. К р и о г е н н ы й Z -п и н ч. В экспериментах [1, 2] мощные Z -пинчевые разряды были осуществлены при пробое замороженных до $T = 11$ К дейтериевых нитей радиусом $R = 400-100$ мкм и длиной $l = 5$ см [1, 2]. Наблюдались две стадии разрыва (рис. 1). Первая - аномально длинная, в ходе которой радиус разряда медленно нарастал. Лишь при $t = 130$ нс разряд терял устойчивость, испуская примерно 10^{10} нейтронов и импульс рентгена [2]. Анализируя характер выхода нейтронов авторы [3] считают, что этому событию предшествовало резкое самосжатие в течение очень короткого интервала времени.

Результаты экспериментов позволили говорить о новых перспективах Z -пинча в термоядерном синтезе. Для этого однако надо разобраться в физике явления. В первую очередь, это касается аномальной стабильности плазменного столба (время развития перетяжной неустойчивости порядка 1 нс), относительно которой не было выдвинуто каких-либо гипотез. Ниже высказывается предположение о том, что плазменный столб является сильно неравновесным - горячие электроны сосуществуют с холодными ионами, хотя плотность вещества остается близкой к твердотельной. Это своеобразное состояние, в котором ионы образуют кристалл, а электроны - нейтрализующий фон. Ниже приводятся оценки, указывающие на возможность такой неравновесности и аномальной стабильности по отношению к МГД-неустойчивостям.

2. И о н н ы й в и г н е р о в с к и й к р и с т а л л. Предположим, что в результате пробоя электроны нагреваются до температуры $T_e \approx 10$ эВ, а ионы остаются при $T = 11$ К. В этих условиях ионы образуют вигнеровский ионный кристалл на

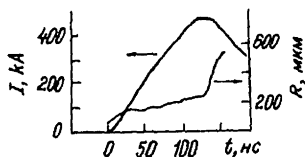


Рис. 1. Зависимости тока и радиуса пинча от времени [2].

фоне электронного газа, (например [4, 5]). Каждый ион находится в центре ячейки радиусом $\bar{r} = (4\pi/3N)^{1/3}$, где N — концентрация ионов, и экранируется „своим“ электроном. Рис. 2 показывает область кристаллизации, ограниченную, как известно, при $T \gg E_f$ (E_f — фермиевская энергия ионов) классическим условием плавления $\Gamma = \Gamma_m \approx 150$, а при $T \ll E_f$ квантовым условием $\bar{r} \geq \bar{r}_m = 6 \cdot 10^{-3} a_0$. Условия [2] показаны крестом: $\Gamma = 0.9 \cdot 10^4$, $\bar{r} = 3.13 a_0$. Формируется кристалл в течение весьма малого интервала времени ω_p^{-1} , где $\omega_p = (e^2/3M\bar{r}^3)^{1/2}$, M — масса иона.

Квазистационарность пинча позволяет оценить T_e :

$$P_e + P_i = P_m = B^2/2\mu_0, \quad B = \mu_0 I / 2\pi R,$$

где B — индукция магнитного поля, I — разрядный ток. Формулы теории однокомпонентной плазмы [4, 5] позволяют вычислить давления ионов и электронов, $P_i = -0.08$ Мбар, $P_e = 0.75$ Мбар. Оказывается, что при $t = 50$ нс $T_e \approx 10$ эВ. Электроны не вырождены и газ электронов тоже неидеален, $\Gamma_e = e^2/\bar{r}T_e \approx 0.7$.

3. Электрон-ионный теплообмен. В упорядоченной среде электрон теряет энергию, возбуждая звук [6]:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} NT_e \right) = -W_0, \quad W_0 = \frac{\pi^2}{6} \cdot \frac{mNv_s^2}{T_e \tau_{tr}(T_e)} (T_e - T), \quad (1)$$

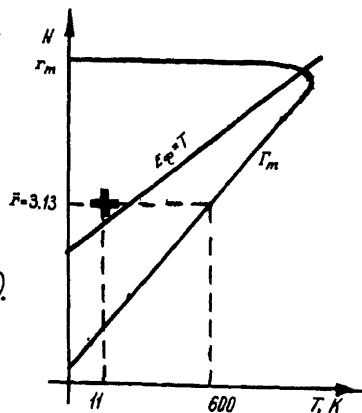
где $v_s = (T_e/M)^{1/2}$ — скорость ионного звука, τ_{tr} — электронное транспортное время. Формула (1) справедлива, если звуковые волны очень слабо затухают. В противоположном случае этот механизм энергообмена выключается.

Записав мнимую часть диэлектрической проницаемости, $Im \epsilon = i\omega_p^2 \gamma v_s / \omega^3$ где γ — коэффициент поглощения звука, вычислим скорость энергообмена с учетом сильного поглощения:

$$W = \frac{e^2}{\pi} v_e \int \omega d\omega \int (q^2 v_e^2 + \omega^2)^{-1} dq^2 \left| Im \frac{1}{\epsilon} \right| \approx W_0 / (\gamma \bar{r}) \ll W_0 \quad (2)$$

в предельном случае, когда $\gamma \bar{r} \gg 1$. Здесь γ берется на границе спектра $q_{max} = 2\pi/\bar{r}$. В (2) v_e — скорость электрона, q — волновое число, $\bar{r}^{-1} q \geq R^{-1}$.

Рис. 2. Область существования ионного вигнеровского кристалла.



Величина $\gamma = 2\eta\omega^2/3\rho\sigma_s^3$ определяется вязкостью η . Поскольку каждый ион колеблется в вигнеровской ячейке радиуса r , то для сильно неидеальной плазмы можно записать $\eta = \bar{r}^2(e^2M/\bar{r})^{1/2}f(\Gamma)$. Здесь $f(\Gamma)$ - некоторая функция Γ .

Если заимствовать ее из молекулярно-динамических расчетов (см. [5]), то при наших Γ функция f близка к единице. Получаем

$\gamma(\varphi_{max})\bar{r} = 4(2\pi)^3\sqrt{\Gamma_e}/9 \gg 1$. Это обеспечивает затухание коротковолновых колебаний.

В следующем приближении надо было бы учесть рассеивание электронов на нулевых (или тепловых) колебаниях ионов, т.е. рассеяние на диполях $d = e\Delta r$ (амплитуда $\Delta r \ll \bar{r}$). Однако правила отбора закрывают как упругий канал рассеяния, так и неупругий (последний по спине ядер). Таким образом, энергообмен сильно заторможен.

4. Устойчивость разрядного столба. Неустойчивость вызывается наиболее длинными волнами, $\varphi_{min} = 2\pi/R$. Эти колебания сильно замагничены $\varphi_{min}U_e \ll \omega_{Be}$, где ω_{Be} - электронная циклотронная частота. Затухание магнитозвуковых волн при измеренном уровне ϵ обеспечиваются магнитной вязкостью, $\gamma = (\omega^2/2\sigma_s^2)(c^2/4\pi\epsilon)$. Если $\epsilon = 2 \cdot 10^6$ (Ом·м)⁻¹, $T = 10$ эВ, то $\gamma(\varphi_{min})R \approx 10 \gg 1$. Следовательно, магнитозвуковые неустойчивости подавлены.

Оценим амплитуду упругой деформации столба под действием флуктуации магнитного давления: $\delta\varphi = \delta P_m/G$, $\delta\varphi$ - угловая деформация, G - модуль сдвига, $G \approx e^2/\bar{r}^4$. Заменив δP_m на саму величину давления, получаем оценку сверху: $\delta\varphi_{max} \approx 0.2$ при $t = 50$ нс, но при $t = 130$ нс $\delta\varphi_{max} \approx 1$. Возможно, это одна из причин взрыва столба при $t = 130$ нс. Такие причины легко перечислить, но трудно надежно оценить. Заметим, что при переходе к более тяжелому веществу G может заметно возрасти, $G \approx Z^2e^2/\bar{r}^4$, где Z - заряд ядра.

Если причина аномальной стабильности разряда действительно найдена, это открывает, кроме того, возможности для исследования весьма экзотического состояния вещества.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

[1] Scadder D.W. // Bull. Amer. Phys. Soc. 1985. V. 50. P. 1408.

- [2] S e t h i a n J.D., R o b s o n A.E., G e r b e r K.A., D e S i l v a A.W. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 8. P. 892-895.
- [3] Мейерович Б.Э., Сухорукоев С.Т. Препринт ИТЭФ № 129-89. М.: ЦНИИ атоминформ, 1989. 12 с.
- [4] Фортеев В.Е., Якубоев И.Т. Физика неидеальной плазмы. Чернооголовка: ОИХФ АН СССР, 1984. С. 263.
- [5] I s h i m a r u S. // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. N 4. P. 1017-1059.

Институт высоких температур
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
5 апреля 1990 г.
В окончательной редакции
с 15 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 19 12 октября 1990 г.

05.1; 11

© 1990

ЭРОЗИОННАЯ ПОВРЕЖДАЕМОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ЧАСТИЦ

С.Н. Б у р а в о в а

Из эксперимента известно, что образование поперечной трещины в преграде под действием потока частиц на стационарной стадии износа приводит к уносу материала с поверхности в виде тонких хлопьевидных пластинок. Поперечные области разуплотнения, или трещины генерируются в результате ударного воздействия частицы на заглубленные участки поверхностного рельефа. В этом случае возникающий импульс сжатия ориентирован под малым углом к поверхности выступа. Интерференция его с отраженной волной разгрузки при выходе на торцевую поверхность сопровождается образованием поперечной области разуплотнения или нарушения сплошности.

Изучением эрозионного износа интенсивно занимаются во всем мире [1]. Многочисленные попытки найти связь интенсивности уноса материала с каким-либо параметром теории упругости или пластичности не увенчались успехом. Скорость потери вещества для металлов с различной тепловой обработкой, несмотря на большое изменение твердости, отличается мало [2]. Эрозия слабо коррелирует с пластичностью, практически не зависит от трещиностойкости, ударной вязкости, прочности на разрыв [3]. Металлургические изменения, такие как размер, форма зерна, состав фаз оказывают более существенное влияние на сопротивляемость эрозии, чем твер-