достаточного количества точек эта погрешность может быть очень малой (1—2%);

наклоном используемого участка калибровочной кривой.

Согласно оценкам, точность определения температуры среды может достигать 1—2%. Практически точность метода определяется главным образом точностью калибровки и степенью соответствия температурно-временны́х режимов калибровки и измерения.

Описанная методика применялась для измерения температуры в облучаемых нейтронами сборках, помещенных в вертикальные каналы реактора. Поскольку задачи измерений не требовали определения температуры с максимально высокой точностью, калибровочные кривые, представленные на рисунках, проведены по 5—7 точкам каждая. Погрешность определения температур в реакторе составила при этом 10—15%.

Поступило в Редакцию 2.II.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fleischer R., Price P., Walker R.** «J. Geophys. Res.», 1964, v. 69, p. 331.
2. **Storzer D., Wagner I. A.** «Earth. and Planetary Sci. Lett.», 1969, v. 5, N 7, p. 463.
3. **Громов А. В., Николаев В. А.** «Приборы и техника эксперимента», 1970, № 1, с. 245.

УДК 533.951.7

Стабилизация вращением винтовой неустойчивости плазмы с закрепленной границей

ГУТКИН Т. И., ЦЫПИН В. С., БОЛЕСЛАВСКАЯ Г. И.

Влияние вращения на винтовую неустойчивость плазмы с закрепленной границей (в. н. з. г.) исследовалось ранее рядом авторов, в частности Л. С. Соловьевым [1]. Было получено, что вращение стабилизирует в. н. з. г. при условии

$$c_{A\varphi}/a \leqslant \Omega \leqslant \sqrt{2}\,(c_{A\varphi}/a), \qquad (1)$$

где Ω — частота вращения плазмы; $c_{A\varphi}$ — альфвеновская скорость по азимутальному магнитному полю; a — радиус плазмы. Этот результат был получен в приближении несжимаемой плазмы и применим лишь для скорости звука $c_s \to \infty$. В настоящей работе рассматривается случай конечных c_s.

Исследуем устойчивость цилиндрического плазменного шнура радиуса a, находящегося в постоянном продольном магнитном поле B_{0z} и окруженного идеально проводящим кожухом с тем же радиусом. Ток, протекающий по плазменному шнуру, создает внутри азимутальное магнитное поле $B_{0\varphi} = B_{0\varphi}(a)\dfrac{r}{a}$. Плазменный шнур вращается с угловой скоростью $\Omega = \text{const}$.

В настоящей статье будут рассматриваться возмущения вида

$$\Psi = \Psi(r)\exp\left[i\left(-\omega t + k_z z + m\varphi\right)\right].$$

В качестве исходной возьмем систему уравнений идеальной одножидкостной гидродинамики. Задача об устойчивости вращающегося плазменного шнура с током сводится к исследованию дифференциального уравнения

$$\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\Psi}{dr}\right) + g(r,\omega)\Psi = 0, \qquad (2)$$

где $g = -\dfrac{m^2}{r} + \dfrac{4k_z^2 r\eta}{\omega_*^4} - \dfrac{m^2 r\omega_m^4}{\omega^4\left(c_s^2\omega_*^2 + c_A^2\omega_m^2\right)}\left\{\dfrac{2\eta}{m} + \Omega^2 - \dfrac{c_{A\varphi}}{r^2} - \left(\dfrac{c_{A\varphi}}{r} + \dfrac{\omega_A}{\omega_m}\Omega\right)^2\right\}$; $\omega_m = \omega - m\Omega$; $\omega_A = k_z c_{Az} + \dfrac{m}{r}c_{A\varphi}$; $\omega_*^2 = \omega_m^2 - \omega_A^2$; $c_s^2 = \dfrac{\gamma P_0}{\rho_0}$; $\eta = \omega_m\Omega + \dfrac{c_{A\varphi}}{r}\omega_A$; $c_{A\varphi} = B_{0\varphi}/\sqrt{4\pi\rho_0}$; $c_A^2 = c_{A\varphi}^2 + c_{Az}^2$; $c_{Az} = B_{0z}/\sqrt{4\pi\rho_0}$.

Значение Ψ связано с радиальной компонентой возмущенного магнитного поля B_r соотношением

$$\Psi = rB_r/\omega_A. \qquad (3)$$

На кожухе значение Ψ удовлетворяет условию

$$\Psi|_{r=a} = 0. \qquad (4)$$

При получении (2) учитывалось, что параметры $k_z a$, $c_{A\varphi}/c_{Az}$, c_s/c_{Az} малы по сравнению с единицей. С сжимаемостью плазмы связан последний член в выражении g. Аналогичное уравнение было получено Л. С. Соловьевым [1].

Будем считать, что плотность плазмы ρ_0 и продольное магнитное поле B_{0z} не зависят от радиуса. Тогда решение дифференциального уравнения (2) с граничным условием (4) дает дисперсионное уравнение

$$J_m(\alpha a) = 0, \qquad (5)$$

где $\alpha^2 = \dfrac{4k_z^2\eta^2}{\omega_*^4} - \dfrac{m^2\omega_m^4}{\omega_*^4\left(c_s^4\omega_*^2 + c_A^2\omega_m^2\right)}\left\{\dfrac{2\eta}{m} + \Omega^2 - \dfrac{c_{A\varphi}}{r^2} - \left(\dfrac{c_{A\varphi}}{r} + \dfrac{\omega_A}{\omega_m}\Omega\right)^2\right\}^2$. Отсюда получаем

$$\alpha^2 = z_m^2/a^2, \qquad (6)$$

где z_m — первый корень функции Бесселя $J_m(\alpha r)$.

В отсутствие вращения $(\Omega = 0)$ из (4) получаем

$$\omega^2 = \omega_A^2 - 4k_z^2 c_{A\varphi}^2/z_m^2. \qquad (7)$$

При этом максимальный инкремент достигается при $k_z = -\dfrac{m}{a}\dfrac{c_{A\varphi}}{c_{Az}}$ и равен [2]

$$\omega_{s\,\text{макс}}^{(1)} \approx 2k_z c_{A\varphi}/z_m. \qquad (8)$$

Для несжимаемой жидкости [3] $\omega_{s\,\text{макс}}^{(2)} \approx k_z c_{A\varphi}/z_m$, т. е инкремент в. н. з. г. при учете сжимаемости получается в два раза большим. Следует

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

отметить, что уравнение (7) описывает как винтовую, так и желобковую неустойчивость. Это видно из сравнения уравнения (7) с соответствующим уравнением из работы [4].

Как следует из уравнения (4), в случае сжимаемой плазмы вращение по-прежнему стабилизирует в. н. з. г., если

$$(c_{A\varphi}/a)\sqrt{2(2-\sqrt{2})} \leqslant \Omega \leqslant (c_{A\varphi}/a)\sqrt{2}. \qquad (9)$$

Однако из равенства (6) видно, что при учете сжимаемости появляются и другие ветви колебаний, которые неустойчивы при достаточно больших ω_A ($\omega_A > k_z c_{A\varphi}$) и пренебрежимо малых c_s с инкрементом

$$\omega_J^{(3)} \approx m\Omega^2 a/c_{Az} z_m. \qquad (10)$$

Этот инкремент по порядку величины совпадает с инкрементом в. н. з. г. в отсутствие вращения. Таким образом, вращение не препятствует возникновению неустойчивостей в плазме пренебрежимо малого давления с током и закрепленной границей, а лишь смещает область неустойчивых k_z. Но при конечных c_s ветвь (10) стабилизируется. Покажем это. При $\omega_A > k_z c_{A\varphi}$ из равенства (6) получаем

$$\omega_m^2 = \frac{c_s^2}{c_{Az}^2}\,\omega_A^2 - \frac{m^2\Omega^4 a^2}{z_m^2 c_{Az}^2}. \qquad (11)$$

Откуда следует условие устойчивости:

$$\beta > \frac{24}{5z_m^2}\,\frac{c_{A\varphi}^2}{c_{Az}^2}\,\frac{m^2 c_{A\varphi}^2}{a^2\omega_A^2}, \qquad (12)$$

где $\beta = 8\pi P_0/B_0^2$; $B_0^2 = B_{0z}^2 + B_{0\varphi}^2$. В наиболее неблагоприятных условиях, когда $\omega_A \sim k_z c_{A\varphi}$, на пределе применимости условия $c_S/c_{Az} \ll 1$ из выражения (12) следует

$$\beta > 24/5z_m^2. \qquad (13)$$

Таким образом, при определенных условиях вращение стабилизирует в. н. з. г. плазмы не слишком малого давления. Обнадеживающие результаты о возможности создания достаточно больших угловых частот вращения плазмы приводятся, в частности, в работах [5] и [6].

Поступило в Редакцию 6.II.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Соловьев Л. С.** В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 3. М., Госатомиздат, 1963, с. 245.
2. **Гуткин Т. И., Цыпин В. С. Болеславская Г. И.** «Физика плазмы», 1977, т. 3, вып. 2, с. 501.
3. **Шафранов В. Д.** «ЖТФ», 1970, т. 40, вып. 2, с. 241.
4. **Михайловский А. Б.** Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2. М., Атомиздат, 1971, с. 133.
5. **Булыгинский Д. Г., Юферев В. С., Галактионов Б. В.** «Физика плазмы», 1977, т. 3, вып. 5, с. 463.
6. **Demirchanov R. A. e.a.** «Nucl. Fusion», 1972, v. 12, p. 151.

УДК 537.226:539.173

Распыление диэлектриков осколками деления ядер

БИТЕНСКИЙ И. С., ПАРИЛИС Э. С.

В экспериментах [1, 2] по распылению тонких слоев окиси плутония осколками деления ^{252}Cf от внешнего источника показано, что коэффициент распыления растет с увеличением средней энергии осколков. Такая зависимость и абсолютное значение коэффициента распыления $S \approx 100 \div 500$ атом/осколок указывают, что механизм распыления связан с ионизационными потерями энергии осколков, а не с потерями на упругие столкновения, так как последние становятся существенными лишь при уменьшении энергии осколков.

В диэлектриках, где отсутствуют свободные электроны, время нейтрализации ионов, образовавшихся при прохождении осколка деления, достаточно велико, поэтому ионы могут приобрести кинетическую энергию, достаточную для выхода из узла решетки. Эта модель объясняет образование треков при прохождении осколков деления через неметаллические твердые тела [3].

В результате ионизации и обрывов связей уменьшается пороговая энергия смещения атомов, расположенных вблизи траектории осколка деления. Это способствует образованию каскада атомных столкновений, развитие которого вблизи поверхности приводит к распылению.

Механизм распыления неметаллов под действием медленных многозарядных ионов основан на кулоновском расталкивании ионизированных атомов [4]. В этом случае ионизированные атомы образуются в результате оже-нейтрализации ионов, приближающихся к поверхности твердого тела.

Представляется целесообразным на основе модели «кулоновского взрыва» найти выражение для коэффициента распыления с учетом пространственного распределения ионов в области трека. Согласно теории распыления Томпсона [5], поток частиц, вылетающих с поверхности с энергией E, определяется выражением

$$\Phi(E) = \frac{dE}{8(E+E_b)^3}\int\limits_{E+E_b}^{E_m} E' q(E')\,dE', \qquad (1)$$

где E_b — поверхностная энергия связи; $q(E')\,dE'$ — число первичных атомов отдачи, образованных в единице объема в единицу времени с энергией E' в интервале $E' - E' + dE'$; E_m — максимальная энергия первичного атома отдачи; d — межатомное расстояние.

Как известно [6], область трека осколка содержит цилиндрическую сердцевину радиусом 6—7 Å с высокой плотностью ионизации, окруженную протяженной оболочкой с низкой плотностью ионизации, быстро уменьшающейся с увеличением расстояния от оси трека. Если принять, что заряд равномерно распределен по цилиндрической области радиусом R с плотностью ρ, то заряд на единице длины трека определяется числом электронов, выбитых осколком деления. По Штернглассу [7], это число составит

$$n_e = \frac{1}{E_0}\,\frac{dE}{dx}, \qquad (2)$$

где E_0 — средняя энергия образования вторичного электрона, равная 25 эВ; dE/dx — ионизационные потери осколка деления. Так как распыленные атомы образуются вследствие развития каскада столкновений

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины