лосы циана. Диафрагма и корпус (асбестоцемент) форсунки заметному разрушению не подвергались.

На рис. 2 изображена схема форсунки, в которой факельный разряд стабилизируется потоком воздуха. Стрелками указаны направления движения газа в камере. При таком распределении течений у головки электрода по оси форсунки образуется «застойная» зона: воздух в ней мало возмущен. Диаметр этой зоны несколько меньше диаметра головки электрода (4 *мм*), ее протяженность зависит от геометрии устройства, соотношения скоростей потоков воздуха из камеры и полости электрода и может достигать нескольких сантиметров. На рис. 3 изображена работающая форсунка. Схема разряда представлена на рис. 2. По интенсивности свечения в разряде можно выделить две зоны. Вблизи электрода в области зоны «застоя» наблюдается более яркая часть — ядро разряда. К ней примыкает веретенообразный столб свечения. Он начинается у электрода в виде ореола ядра и простирается вдоль оси камеры на расстояние ~ 20 *см* от края сопла.

Форма разряда стабильна, сохраняется при изменении ориентации камеры. Протяженность внешней зоны разряда зависит от скорости потоков воздуха. С увеличением скорости она уменьшается и при некоторой критической разряд сдувается, гаснет.

В спектре, зарегистрированном в точке на оси разряда, на расстоянии ~ 10 *мм* от края сопла форсунки с вольфрамовой головкой электрода наблюдались лишь полосы закиси азота. С графитовой, железной и медной головками электродов в спектрах присутствовали линии материала вставки.

Камера с вольфрамовой головкой проработала без следов разрушения свыше 5 *час*.

Исследование температуры плазменной струи в описанных форсунках проводилось спектральными методами.

Полагаем, что оба типа форсунок могут быть использованы в технике и лабораторной практике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maecker H. Z. F. Phys., 129, 108, 1951.
2. Канн, Дукати. «Вопросы ракетн. техн.», № 8, 1960.
3. Джон, Бейд, Швайгер, Иос. «Вопросы ракетн. техн.», № 8, 1960.
4. Кварацхели Ю. К. «Заводская лаборатория», № 5, 577, 1960.
5. Collongues R., Georges C. Acad. sci., 255, No. 20, 2539—2541, 1962.
6. Bull R. Soc. chim., 522, 1962.
7. Reed T. B. J. Appl. Phys., 32, No. 5, 821—824, 1961.
8. Collongues R. Techn. mod., 54, No. 11, 476—480, 1962.
9. Schmidt W. Electronisch Rundschaw, 13, Nr. 11, 1959.
10. Королев Ф. А., Жеенбаев Ж. «Инж. физ. журн.», 2, № 12, 44, 1955.
11. Бамберг Е. А., Дресвин С. В. ЖТФ, 1962, 32, № 6, 772—774.
12. Кузовников А. А., Капцов Н. А. «Изв. вузов», физика, № 6, 1960.
13. Cristescu G. D., Grigorovici R. Rev. phys. Acad. RPR, 1, 103—106, 1956.
14. Солнцев Г. С. Диссертация. М., 1952.

Поступила в редакцию
3. 2 1965 г.

Кафедры
молекулярной физики
и электроники

533.9.01

Ю. М. НИКОЛАЕВ

ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ ВОЛНОВОМУ ВЕКТОРУ

Гравитационная неустойчивость несжимаемой проводящей жидкости в магнитном поле исследовалась в ряде работ [1, 2, 3].

Рассмотрим систему, состоящую из двух идеально проводящих сжимаемых жидкостей бесконечной протяженности, которая находится в поле тяжести Земли, ускорение которого направлено вниз по вертикали $g_z = -g$. На систему наложено однородное в пространстве и постоянное во времени магнитное поле вдоль $0y$, а распространение волн ищется вдоль $0x$ — границы раздела, так что $\vec{H} \perp \vec{k}$ — волновому вектору. Идеально проводящая плазма невязка и нетеплопроводна, электрически нейтральна и замагничена с показателем адиабаты $n=2$. Начальное состояние обеих сред считаем изэнтропическим. Не ограничивая общности, все интересующие нас величины считаем не зависящими от y, т. е. $\frac{\partial}{\partial y} = 0$, а зависимость возмущенных величин от времени и в направлении $0x$ экспоненциальной. Уравнения газомагнитной динамики в поле тяготения, записанные через скорость $\vec{u}$, плотность ρ', магнитное поле $\hbar$ в линейном приближении имеют вид [4]

$$\rho \frac{\partial u_x}{\partial t} + ik \frac{H_y}{4\pi} h_y + ikc^2 \rho' = 0,$$

$$\frac{\partial h_y}{\partial t} + H_y \frac{\partial u_z}{\partial z} + ikH_y u_x = 0; \tag{1}$$

$$\rho \frac{\partial u_y}{\partial t} = 0, \qquad \frac{\partial h_x}{\partial t} = \frac{\partial h_z}{\partial t} = 0; \tag{2}$$

$$\rho \frac{\partial u_z}{\partial t} + \frac{H_y}{4\pi} \frac{\partial h_z}{\partial z} + c^2 \frac{\partial \rho'}{\partial z} + g\rho' = 0,$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + ik\rho u_x + u_z \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \tag{3}$$

Из системы (2) следует $u_y = 0$, $h_x = h_z = 0$ в соответствии со сделанным предположением. Из системы (1) находим u_x

$$u_x = \frac{ik}{\omega^2 + k^2 (v_A^2 + c^2)} \left[(v_A^2 + c^2) \frac{\partial u_z}{\partial z} - g u_z \right]. \tag{4}$$

Здесь c — скорость звука, v_A — скорость распространения альфвеновской волны

$$v_A^2 = v_0^2 \exp \int \frac{g}{c^2} dz, \quad \left(v_0^2 = \frac{H_y^2}{4\pi\rho_0} \right).$$

Из статического равновесия системы в начальный момент следует закон распределения плотности по высоте и зависимость v_A и c от координаты z

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\int \frac{g}{c^2} dz \right), \quad c^2 = c_0^2 \xi, \quad v_A^2 = v_0^2 \xi^{-1},$$

где $\xi = 1 - \alpha_0 kz, \quad \alpha_0 = \frac{g}{kc_0^2}, \quad \alpha_H = \frac{g}{kV_0^2},$

$$\varkappa = \frac{v_0^2}{c_0^2}, \quad \varepsilon = \frac{\omega^2}{kg}.$$

Здесь α_0 характеризует степень сжимаемости среды, а α_H — магнитную сжимаемость.

Разрешая систему уравнений (3), с учетом (4) для составляющей скорости вдоль $0z$ получаем

$$\left(\frac{1}{\alpha_H \xi} + \frac{1}{\alpha_0} \xi \right) \left(\varepsilon + \frac{1}{\alpha_H \xi} + \frac{1}{\alpha_0} \xi \right) \frac{d^2 u}{d\xi^2} + \frac{1}{\alpha_0} \left[\varepsilon + \varkappa \xi^{-2} \left(\frac{1}{\alpha_H \xi} + \frac{1}{\alpha_0} \xi \right) \right] \frac{du}{d\xi} -$$

$$- \frac{1}{\alpha_0^2} \left\{ \left(\varepsilon + \frac{1}{\alpha_H \xi} + \frac{1}{\alpha_0} \xi \right)^2 - \frac{1}{\varepsilon} (\varkappa \xi^{-2} - 1) \left(\frac{1}{\alpha_H \xi} + \frac{1}{\alpha_0} \xi \right) \right\} u = 0 \tag{5}$$

с граничными условиями: 1) нормальные составляющие скорости частиц среды равны нормальной скорости перемещения элемента $a(x, \xi, t)$ границы

$$\frac{\partial a}{\partial t} = u_z^{\text{Т}}, \qquad \frac{\partial a}{\partial t} = u_z^{\text{Л}}, \quad z = 0;$$

2) полные давления равны. Линейное разложение ρ и $\frac{H^2}{8\pi}$ по степеням a, выраженное через невозмущенные значения, входящих величин на границе $z=\theta$:

$$g(\rho_{0\text{Л}} - \rho_{0\text{Т}}) + c_{0\text{Т}}^2 \rho_{\text{Т}}' (x, 0, t) + \frac{H_y}{4\pi} h_{y\text{Т}} = c_{0\text{Л}}^2 \rho_{\text{Л}}' (x, 0, t) + \frac{H_y'}{4\pi} h_{y\text{Л}}.$$

Если решение основного уравнения (5) представим в виде $u(\xi) = Au^{(1)}(\xi)$, то характеристическое уравнение задачи после необходимых вычислений примет вид

$$\mu - 1 = \frac{\mu\varepsilon}{\varepsilon + \frac{1}{\alpha_{0\text{Т}}} + \frac{1}{\alpha_{H\text{Т}}}} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon + \frac{1}{\alpha_{0\text{Л}}} + \frac{1}{\alpha_{H\text{Л}}}} +$$

$$+ \frac{\varepsilon}{k} \cdot \frac{\frac{1}{\alpha_{0\text{Л}}} + \frac{1}{\alpha_{H\text{Л}}}}{\varepsilon + \frac{1}{\alpha_{0\text{Л}}} + \frac{1}{\alpha_{H\text{Л}}}} \left\{ \frac{1}{u_{\text{Л}}^{(1)}(\xi_{\text{Л}})} \cdot \frac{\partial u_{\text{Л}}^{(1)}(\xi_{\text{Л}})}{\partial z} \right\}_{\xi_{\text{Л}}=1} - \tag{6}$$

$$- \frac{\mu\varepsilon}{k} \cdot \frac{\frac{1}{\alpha_{0\text{Т}}} + \frac{1}{\alpha_{H\text{Т}}}}{\varepsilon + \frac{1}{\alpha_{0\text{Т}}} + \frac{1}{\alpha_{H\text{Т}}}} \left\{ \frac{1}{u_{\text{Т}}^{(1)}(\xi_{\text{Т}})} \cdot \frac{\partial u_{\text{Т}}^{(1)}(\xi_{\text{Т}})}{\partial z} \right\}_{\xi_{\text{Т}}=1}; \quad \mu = \frac{\rho_{0\text{Т}}}{\rho_{0\text{Л}}}.$$

Поскольку уравнения (5) и (6) в общем случае решаются лишь численным методом, рассмотрим предельный случай.

Распространение коротких волн. Под термином короткие волны понимаются такие возмущения границы, длина волны которых мала по сравнению с характерной длиной $L_0 = \frac{c_0^2}{g}$, в пределах которой скорость звука не меняется. Аналогично определяем $L_H = \frac{v_0^2}{g}$. Математически короткие волны означают, что выполняется

$$\alpha_0 = \frac{\lambda}{L_0} \ll 1, \quad \alpha_H = \frac{\lambda}{L_H} \ll 1.$$

Для $u(\xi)$ получаем уравнение типа Шредингера [6]. В нулевом и первом приближении по степеням α_0 и α_H имеем

$$u^{(1)}(\xi) = \sqrt{\frac{\xi}{\sqrt{\varkappa + \xi}}} \exp\left\{ \pm \frac{\xi}{\alpha_0} \right\}.$$

При $z = 0$

$$u_{\text{Т}}^{(1)}(1) = (1 + \varkappa_{\text{Т}})^{1/4} \exp\left(- \frac{1}{\alpha_{0\text{Т}}} \right), \quad u_{\text{Л}}^{(1)} = (1 + \varkappa_{\text{Л}})^{-1/4} \exp\left(- \frac{1}{\alpha_{0\text{Л}}} \right) \tag{7}$$

определяет решение для тяжелой и легкой сред. Характеристическое уравнение (6) в линейном приближении позволяет легко определить ε.

В нулевом приближении при $\alpha_{0\text{т}} = \alpha_{0\text{л}} = 0$ получаем известный результат Тэйлора:

$$\varepsilon_0 = \frac{\mu - 1}{\mu + 1}. \tag{8}$$

Ищем ε в виде ряда по степеням α и первую поправку получаем в виде

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon_0}{2(1 + \mu)} \left\{ \left[1 + \frac{3}{2} \frac{1}{(1 + \varkappa_{\text{Л}})} \right] \alpha_{0\text{Л}} - \mu \left[1 + \frac{3}{2} \frac{1}{(1 + \varkappa_{\text{Т}})} \right] \alpha_{0\text{Т}} \right\}. \tag{9}$$

Магнитное поле проявляется лишь в первом приближении ε_1, тогда как в случае поля, направленного вдоль границы $0x$, ε_0 уже включает магнитное поле [4]. Результаты (8) и (9) физически можно истолковать следующим образом. При неограниченной протяженности слоев проводящей жидкости возникающие малые возмущения почти не увеличивают плотности магнитной энергии, так как не искривляют магнитных силовых линий, однако уменьшают потенциальную энергию плазмы в гравитационном поле Земли. В результате граница плазмы оказывается неустойчивой.

В заключение выражаю благодарность канд. физ.-мат. наук Б. А. Тверскому за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford, Clarendon press., 1961, g. IX.
2. Talwar S. P. Zeits. Astrophys.., 47, 161, 1959.
3. Kruskal M. Schwarzschild M. Proc. Roy. Soc., A223, 348, 1954.
4. Николаев Ю. М. «Приклад. мех. и технич. физ.», № 6, 1965.
5. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, ч. I, § 23 (2). М.— Л., ГИТТЛ, 1963.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М. — Л., Физматгиз, 1963.

Поступила в редакцию
1. 4 1965 г.

НИИЯФ

539.293.5 : 538.56

А. Ю. АНУПЫЛЬД, Т. Н. ЯСТРЕБЦЕВА

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ ОБРАЗЦОВ ГЕРМАНИЯ С ТОЧЕЧНЫМИ КОНТАКТАМИ

С целью исследования колебательных свойств образцов германия с точечными контактами при прохождении через контакт постоянного тока был проведен ряд экспериментов по изучению резонансных свойств указанных образцов. Как было установлено ранее [1, 2, 3, 4, 5], области собственных колебаний соответствуют некоторым областям значений постоянного тока, проходящего через образец. Имеются граничные значения токов, выше и ниже которых колебания не возбуждаются. Таким образом, естественно предположить, что вблизи границ областей колебаний система находится в потенциально-автоколебательном состоянии и обладает резонансными свойствами.

Для установления резонансных свойств образцов через образец пропускался постоянный ток, величина которого могла изменяться, и ток от генератора синусоидальных сигналов, частота и амплитуда которого также могли изменяться. Были исследованы различные режимы, а именно при наличии собственных колебаний и при их отсутствии. Исследовались образцы германия n- и p-типа с различным удельным сопротивлением. Для точечного контакта использовалась вольфрамовая игла.

Предварительное исследование воздействия внешней силы на систему в режиме автоколебаний показало, что система ведет себя аналогично добротной автоколебательной системе, находящейся под внешним воздействием. Наблюдаются очень узкие области синхронизации на первой, второй и третьей гармониках собственных колебаний. Области эти расширяются при увеличении амплитуды внешней силы. Результаты этих исследований будут опубликованы отдельно.

В настоящем сообщении приводятся результаты опытов, проведенных в режимах, когда колебания отсутствовали. Типичная зависимость напряжения на образцах германия n- и p-типа от частоты синусоидального тока при постоянных токе смещения и амплитуде внешней силы показана на рис. 1. В тех случаях, когда рабочая точка находится на участке обратной ветви вольт-амперной характеристики германия n-типа или на прямой ветви характеристики германия p-типа, при некоторых частотах внешней силы наблюдаются острые максимумы напряжения или соответственно уменьшение проводимости образца. В случае, когда рабочая точка находится на обратной ветви характеристики германия p-типа, наблюдаются минимумы напряжения или увеличение проводимости образца для некоторых частот внешней силы. Здесь следует отметить, что, как сообщалось в работе [5], колебания в этих же образцах наблюдались только на участках с отрицательной крутизной на обратной ветви характеристики