

УДК 538.56

**РАВНОВЕСИЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ПЛАЗМЕННОГО ЭЛЛИпсоИДА
ВО ВНЕШНИХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЯХ ПРИ НАЛИЧИИ
ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

О. Е. Лысенко, Н. А. Хижняк

Рассматривается задача о равновесии эллипсоидального плазменного сгустка во внешних высокочастотных полях при наличии постоянного магнитного поля. Показано, что для обеспечения равновесия сгусток как целое должен вращаться с частотой ω_0 вокруг оси симметрии. Вычислена частота вращения и эффективная потенциальная энергия сгустка, обеспечивающие равновесие, в зависимости от параметров сгустка и величины внешнего магнитного поля.

В настоящее время вопросам стабилизации и удержания плазмы во внешних высокочастотных полях уделяется внимание, поскольку эти вопросы представляют интерес как для исследований по физике плазмы, так и для радиационного ускорения квазинейтральных плазменных сгустков [1]. Однако задача о равновесных конфигурациях ограниченной плазмы во внешних высокочастотных полях до настоящего времени не решена.

В данной работе исследуются равновесные конфигурации плазменного сгустка сфероидальной геометрии при наличии внешнего однородного магнитного поля. Рассмотрение основывается на точных уравнениях Максвелла в интегральном представлении и усредненном эффективном потенциале сил, действующих на плазму сгустка [2].

Предположим, что равновесие границы плазмы обеспечивается лишь для возмущений, частота которых $\Omega \ll \omega$, где ω — частота внешнего фокусирующего поля. Это значит, что на сгусток действует средняя электромагнитная сила с давлением, квадратичным относительно амплитуды поля [3]

$$F_{cp} = \frac{1}{16\pi} \nabla \sum_{i, k} E_i E_k^* \frac{\partial \epsilon_{ik}}{\partial n} n, \quad (1)$$

где E_i — i -я компонента внутреннего электромагнитного поля в плазме, n — плотность и ϵ_{ik} — компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы, который при наличии внешнего магнитного поля имеет вид

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & i\epsilon_{12} & 0 \\ -i\epsilon_{21} & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix},$$

а величины ϵ_{ik} определяются следующими соотношениями:

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 1 + \frac{\Omega_p^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = \frac{\omega_H \Omega_p^2}{\omega(\omega_H^2 - \omega^2)}, \quad \epsilon_{33} = 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2}, \quad (2)$$

где Ω_p — плазменная, ω_H — ларморова частота электронов, $\omega_H = eH/mc$.

В квазистатическом приближении $a/\lambda \rightarrow 0$ (где a — линейные размеры сгустка, λ — длина волны фокусирующего и ускоряющего внешнего высокочастотного поля) легко удовлетворить условию равновесия плазмы с внешним высокочастотным полем (величина $E_i E_k^*$ внутри постоянна, $F = 0$), однако это равновесие неустойчиво по отношению к малым возмущениям границы сгустка. Поэтому необходимо учесть следующие по a/λ слагаемые в выражениях для полей.

Для решения поставленной задачи необходимо знать структуру внутренних полей в плазменном сгустке. Предположим, что $a \gg r_D$ (r_D — дебаевский радиус), $a \ll \delta$ (δ — толщина скин-слоя). В этом случае плазменный сгусток квазинейтрален и внешнее поле свободно проникает в его объем. Далее предположим, что амплитуда внешних полей не очень велика, так что электромагнитные свойства сгустка характеризуются линейным тензором эффективных диэлектрических проницаемостей ϵ_{ik} (2). И, наконец, будем считать, что $a/\lambda < 1$, но не настолько, чтобы члены, пропорциональные $(a/\lambda)^2$, были пренебрежимо малы. Тогда задача имеет малый параметр a/λ и поля E и H , зависящие от времени по закону $e^{i\omega t}$, внутри и вне сгустка можно искать в виде разложения по малому параметру

$$E(\mathbf{r}) = E^{(0)}(\mathbf{r}) + (ik) E^{(1)}(\mathbf{r}) + (ik)^2 E^{(2)}(\mathbf{r}) + \dots \quad (3)$$

Метод отыскания полей внутри сгустка по известному полю падающей волны достаточно подробно изложен в [5]. Ниже мы будем использовать результаты, полученные в указанной работе.

Поскольку внешнее поле полностью проникает в плазменный сгусток, устойчивость его границ определяется членами порядка $(a/\lambda)^2$, что приведет к появлению в выражении эффективной потенциальной энергии членов порядка $(a/\lambda)^2$ и выше. Мы ограничимся рассмотрением членов порядка $(a/\lambda)^2$, предполагая, что более высокие степени приближения не вносят существенный вклад в устойчивость сгустка. Учет членов $(a/\lambda)^2$ приводит к эффективной потенциальной энергии для внутренних точек, квадратичной по координатам x, y, z . С другой стороны, условия равновесия требуют, чтобы*

$$U = H = \text{const} \quad (\mathbf{r} \in V).$$

Таким образом, равновесие плазменного сгустка с внешним полем достигается лишь в случаях, когда эффективная потенциальная энергия имеет вид

$$U = \frac{1}{16\pi} \sum_{i, k} E_i E_k^* \frac{\partial \epsilon_{ik}}{\partial n} n + U_1, \quad (4)$$

где U_1 — часть потенциальной энергии неэлектромагнитного происхождения.

Если газокинетическое давление по объему сгустка однородно и $p = \text{const}$, то для обеспечения равновесия необходимо предположить, что сгусток как целое испытывает вращение вокруг оси симметрии:

$$U_1 = Mn \frac{\omega_0^2}{2} (x^2 + y^2), \quad (5)$$

M — масса иона и ω_0 — частота вращения сгустка. В этом смысле задача о равновесии плазмы во внешнем магнитном поле становится тождественной классической задаче о равновесии несжимаемой однородной жидкости в поле гравитации (задача Ляпунова—Пуанкаре) [6].

* Мы тем самым ограничиваемся случаем, когда поверхность эллипсоида является поверхностью равного давления [6].

Если компоненты внешних полей разложить по малому параметру a/λ для $r \in V$, отдельные члены этого разложения при $(a/\lambda)^m$ будут иметь вид полинома P_m степени m [5]. В общем случае для внутреннего поля плазменного сгустка с точностью до величин $(a/\lambda)^2$ имеем

$$E_i = E_i^{(0)} + (ik) \sum_{l=1}^3 A_{il} x_l + (ik)^2 \sum_{l, m=1}^3 B_{ilm} x_l x_m. \quad (6)$$

Здесь коэффициенты $E_i^{(0)}$, A_{il} , B_{ilm} определяются через амплитуды невозмущенных полей, x_i при $i = 1, 2, 3$ означает соответственно x, y, z . Так как составляющие поля нулевого порядка по a/λ постоянны, порядка $(a/\lambda)^1$ линейны и порядка $(a/\lambda)^2$ квадратичны относительно декартовых координат, то выражение для эффективной потенциальной энергии можно представить в виде

$$U = H_0 + U_{\text{лин}} + U_{\text{квдр}},$$

где H_0 — ее постоянная часть — равна

$$H_0 = \frac{1}{16\pi} \sum_{i, k=1}^3 E_i^{(0)} E_k^{(0)} \frac{\partial \varepsilon_{ik}}{\partial n} n - P_{\text{газокинет}}. \quad (7)$$

Линейная по x, y, z часть потенциальной энергии определяет плотность объемных сил, однородную по объему сгустка. Эти силы не оказывают влияния на равновесие, но определяют действующие на сгусток ускоряющие силы в системе координат, связанной с центром инерции сгустка.

Для обеспечения устойчивости необходимо рассматривать лишь постоянную и квадратичную части потенциальной энергии

$$U_p = H_0 + U_{\text{квдр}}, \quad (8)$$

где

$$U_{\text{квдр}} = \frac{k^2}{16\pi} \sum_{l, m=1}^3 x_l x_m \sum_{i, k=1}^3 (-E_i^{(0)} B_{klm}^* - E_k^{(0)*} B_{ilm} + A_{il} A_{km}^*) \frac{\partial \varepsilon_{ik}}{\partial n} n + Mn \frac{\omega_0^2}{2} (x_1^2 + x_2^2).$$

Условия равновесия в общем случае принимают вид

$$\frac{k^2}{16\pi} \sum_{i, k=1}^3 (-E_i^{(0)} B_{klm}^* - E_k^{(0)*} B_{ilm} + A_{il} A_{km}^*) \frac{\partial \varepsilon_{ik}}{\partial n} n = \delta_{im} P_m. \quad (9)$$

При выполнении условия (9) эффективная потенциальная энергия сгустка (8) равна

$$U_p = H_0 + (x^2 + y^2) Mn \frac{\omega_0^2}{2} + P_1 x^2 + P_2 y^2 + P_3 z^2.$$

Используя уравнение поверхности эллипсоида вращения

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1,$$

а также учитывая, что $P_1 \equiv P_2$ (что ясно из соображений симметрии), получим

$$U_p = H_0 + a^2 \left(nM \frac{\omega_0^2}{2} + P_2 \right) + z^2 \left[P_3 - \frac{a^2}{b^2} \left(nM \frac{\omega_0^2}{2} + P_2 \right) \right].$$

Часть потенциальной энергии, ответственная за равновесие, остается постоянной по всему объему сгустка, если

$$P_3 = \frac{a^2}{b^2} \left(nM \frac{\omega_0^2}{2} + P_2 \right). \quad (10)$$

Следовательно,

$$U_p = H_0 + a^2 P_2 + \frac{a^2}{2} nM \omega_0^2, \quad (11)$$

где H_0 и P_2 определяются свойствами фокусирующих полей и параметрами сгустка.

Таким образом, каждая система внешних высокочастотных и постоянного магнитного полей может обеспечить равновесную конфигурацию плазменного сгустка, обладающего определенной плотностью, температурой, геометрией и частотой вращения.

Проанализируем основные уравнения, определяющие равновесную конфигурацию изотропного ($\epsilon_{ik} = \epsilon \delta_{ik}$) плазменного сгустка. Из (9) имеем следующие шесть алгебраических уравнений, записанных в обозначениях работы [5]:

$$\begin{aligned} & - E_{0x}^0 a_{12}^* - E_{0y}^0 b_{12}^* - E_{0z}^0 c_{12}^* + a_1^* a_2 + b_1^* b_2 + c_1^* c_2 + \text{к. с.} = 0, \\ & - E_{0x}^0 a_{13}^* - E_{0y}^0 b_{13}^* - E_{0z}^0 c_{13}^* + a_1 a_3^* + b_1 b_3^* + c_1 c_3^* + \text{к. с.} = 0, \\ & - E_{0x}^0 a_{23}^* - E_{0y}^0 b_{23}^* - E_{0z}^0 c_{23}^* + a_2^* a_3 + b_2^* b_3 + c_2^* c_3 + \text{к. с.} = 0, \\ & \frac{k^2}{16\pi} \left[(- E_{0x}^0 a_{11}^* - E_{0y}^0 b_{11}^* + a_1 a_1^* + b_1 b_1^*) \frac{\partial \epsilon_{11}}{\partial n} n + (- E_{0z}^0 c_{11}^* + \right. \\ & \quad \left. + c_1 c_1^*) \frac{\partial \epsilon_{33}}{\partial n} n + \text{к. с.} \right] = P_1, \\ & \frac{k^2}{16\pi} \left[(- E_{0x}^0 a_{22}^* - E_{0y}^0 b_{22}^* + a_2 a_2^* + b_2 b_2^*) \frac{\partial \epsilon_{11}}{\partial n} n + (- E_{0z}^0 c_{22}^* + \right. \\ & \quad \left. + c_2 c_2^*) \frac{\partial \epsilon_{33}}{\partial n} n + \text{к. с.} \right] = P_2, \\ & \frac{k^2}{16\pi} \left[(- E_{0x}^0 a_{33}^* - E_{0y}^0 b_{33}^* + a_3 a_3^* + b_3 b_3^*) \frac{\partial \epsilon_{11}}{\partial n} n + (- E_{0z}^0 c_{33}^* + \right. \\ & \quad \left. + c_3 c_3^*) \frac{\partial \epsilon_{33}}{\partial n} n + \text{к. с.} \right] = P_3, \end{aligned} \quad (12)$$

где a_i, b_i, c_i определяются через E_{0i}^0 и параметры сгустка системой (9) линейных алгебраических уравнений для первого приближения, а a_{ik}, b_{ik}, c_{ik} определяются через те же параметры системой (21) уравнения второго приближения.

Для плазменного сгустка, имеющего геометрию тела вращения, независимыми будут лишь 4 уравнения системы (12). Первое уравне-

ние определяет соотношение между E_{\perp} и E_z . Второе удовлетворяется при заданном отношении Ω_p/ω . Два последних уравнения определяют P_2 и P_3 . В общем случае

$$P_2 = E_0^2 f_2 \left(\frac{a}{b} \right), \quad P_3 = E_0^2 f_3 \left(\frac{a}{b} \right),$$

тогда из (10)

$$\omega_0^2 = \frac{2E_0^2}{Mn} \left[\frac{b^2}{a^2} f_3 \left(\frac{a}{b} \right) - f_2 \left(\frac{a}{b} \right) \right], \quad (13)$$

т. е. частота собственного вращения сгустка при выбранном Ω_p/ω является функцией его геометрии и пропорциональна давлению ускоряющего поля.

Рассмотрим равновесие эллипсоидального плазменного сгустка в цилиндрическом волноводе с бегущей волной.

Составляющие поля аксиально-симметричной основной E -волны равны

$$E_z = E_0 J_0(k_{\perp} r) \exp(-ik_3 z), \quad E_r = \frac{ik_3}{k_{\perp}} E_0 J_1(k_{\perp} r) \exp(-ik_3 z),$$

$$H_{\varphi} = \frac{ik}{k_{\perp}} E_0 J_1(k_{\perp} r) \exp(-ik_3 z),$$

где J_0, J_1 — функции Бесселя первого рода действительного аргумента при $\beta > 1$ и соответствующие модифицированные функции Бесселя при $\beta < 1$, k_3 и k_{\perp} — продольная и поперечная постоянные распространения.

Если сгусток поместить в начало декартовых координат, то

$$E_x = \frac{E_0}{2} (ik_3 x + k_3^2 xz), \quad E_y = \frac{E_0}{2} (ik_3 y + k_3^2 yz),$$

$$E_z = E_0 \left\{ 1 - (ik) \frac{k_3}{k} z + \frac{(ik)^2}{2} \left[\frac{k_{\perp}^2}{2k^2} (x^2 + y^2) + \frac{k_3^2}{k^2} z^2 \right] \right\}.$$

Ищем частоту вращения ω_0 и эффективную потенциальную энергию U_p , обеспечивающие равновесие сгустка в виде (11) и (13). При этом условия равновесия (12) преобразуются к виду

$$P_1 = P_2 = \frac{nr_0}{2} (E_0 c_{11} - \Omega_H^2 a_1^2),$$

$$P_3 = \frac{nr_0}{2} (E_0 c_{33} - c_3^2),$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона, а через Ω_H^2 обозначена величина

$$\Omega_H^2 = \frac{1}{1 - \omega_H^2/\omega^2}.$$

Вычислив коэффициенты a_1 и c_3 , c_{11} и c_{33} , характеризующие внутреннее поле способом, описанным в [5], а также учитывая, что величины ϵ_{ik} , входящие в эти коэффициенты a_i , c_i и c_{ik} , определяются соотношением (2), окончательно для равновесной частоты вращения сгустка получим

$$\omega_0^2 = \frac{r_0 E_0^2}{M} \Phi \left(\frac{b^2}{a^2}, \frac{1}{\beta^2}, \frac{\Omega_p^2}{\omega^2}, \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \right),$$

где $\beta = V_\Phi/c$ — отношение фазовой скорости волны в волноводе к скорости света.

Конкретный вид функции Φ достаточно громоздок, хотя для эллипсоида вращения и выражается через элементарные функции, поэтому исследования функции Φ проводились численно. Ниже приводится результат численного счета для ряда параметров эллипсоидального плазменного сгустка.

В сгустке малой плотности $(\Omega_p/\omega)^2 \ll 1$, поэтому можно опустить члены, пропорциональные $(\Omega_p/\omega)^2$ и выше. Тогда частота вращения сгустка определяется соотношением

$$\omega_0^2 = \frac{r_0 E_0^2}{4M} \left[\frac{1}{\beta^2} (1 + \Omega_H^2) - \frac{2}{\beta^2 a^2 / b^2} - 1 \right].$$

Из этого соотношения следует, что при $\omega_H = 0$, $\Omega_H^2 = 1$ положительные значения для ω_0^2 имеют место лишь для сжатых плазменных сгустков $a/b > 1$ в волноводных системах с $\beta < 1,41$.

Известно [7], что и при рассмотрении задачи о равновесии жидкого тела в поле тяготения семейство равновесных эллипсоидов представляет собой сжатые эллипсоиды вращения.

Наличие постоянного продольного магнитного поля расширяет семейство равновесных эллипсоидов вращения. При $\beta > 1$ равновесные конфигурации возможны лишь при $(\omega_H/\omega)^2 < 1$ и равновесными могут быть как сжатые, так и вытянутые эллипсоиды. При $\beta < 1$ и $(\omega_H/\omega)^2 < 1$ равновесными будут эллипсоиды с отношением полуосей $(a/b)^2 < 2$. При $(\omega_H/\omega)^2 > 2$ и значениях $\beta < 1$ равновесными могут быть только сжатые эллипсоиды $(a/b)^2 > 2$.

Вычислим глубину потенциальной ямы, определяющей равновесие сгустка в целом. В общем случае U_p находится из соотношения (11) и имеет вид

$$U_p = n \left[kT + \frac{r_0 E_0^2}{4k^2} \tilde{U}_p \left(\frac{a^2}{b^2}, \frac{1}{\beta^2}, \frac{\Omega_p^2}{\omega^2}, \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \right) \right],$$

в приближении малой плотности

$$U_p = n \left[kT - \frac{a^2}{4} r_0 E_0^2 \left(\frac{b^2}{a^2 \beta^2} + \frac{1}{(ka)^2} \right) \right].$$

Глубина потенциальной ямы равна нулю, если температура электронов достигает величины

$$kT_p = \frac{a^2 r_0 E_0}{4} \left[\frac{b^2}{a^2 \beta^2} + \frac{1}{(ka)^2} \right].$$

Функции Φ и \tilde{U}_p для некоторых параметров сгустка были рассчитаны на ЭВМ. Результаты расчетов иллюстрируются на рис. 1—6.

На рис. 1—4 представлены зависимости квадрата равновесной частоты вращения сгустка ω_0^2 в единицах $M/r_0 E_0^2$ от величины $(\Omega_p/\omega)^2$ при $\beta = 0,5$. Графики рис. 5 определяют условие, при котором частота вращения сгустка становится мнимой и равновесие отсутствует.

Из приведенных графиков видно, что с ростом отношения $(\omega_H/\omega)^2$ от 0 до значений, близких к единице, величина $(\Omega_p/\omega)_{\text{гран}}^2$ уменьшается и при $(\omega_H/\omega)^2 = 1$ становится равной нулю. При дальнейшем росте $(\omega_H/\omega)^2$ вплоть до значений $(\omega_H/\omega)^2 = 1,41$ ярко выраженного максимума

ω_0^2 не наблюдается. При дальнейшем увеличении отношения $(\omega_H/\omega)^2 > 10,0$ максимумы равновесных частот монотонно приближаются к значениям $(\omega_H/\omega)^2 = 0$.

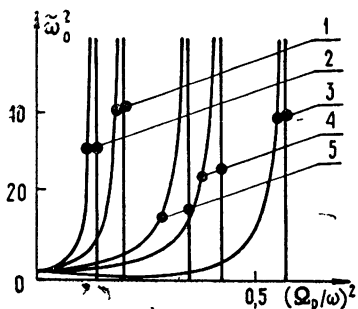


Рис. 1.

Рис. 1. $a/b=1,5$; $(\omega_H/\omega)^2=0$ (кривая 1); 0,5 (2); 1,5 (3); 2,5 (4); 5,0 (5).

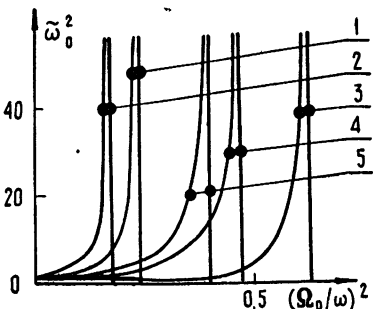


Рис. 2.

Рис. 2. $a/b=2,0$; $(\omega_H/\omega)^2=0$ (кривая 1); 0,5 (2); 1,5 (3); 2,5 (4); 5,0 (5).

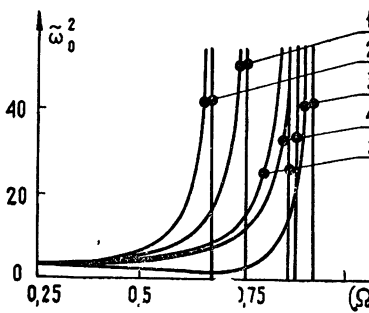


Рис. 3.

Рис. 3. $a/b=5,0$, $(\omega_H/\omega)^2=0$ (кривая 1); 0,5 (2); 1,5 (3); 2,5 (4); 5,0 (5).

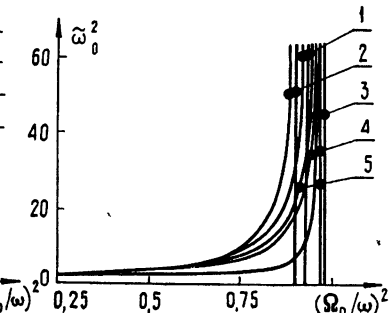


Рис. 4.

Рис. 4. $a/b=10,0$; $(\omega_H/\omega)^2=0$ (кривая 1); 0,5 (2); 1,5 (3); 2,5 (4); 5,0 (5).

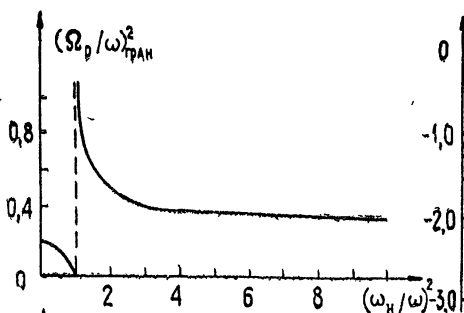


Рис. 5.

Рис. 5. Зависимость величины $(\Omega_p/\omega)^2_{гран}$ от величины постоянного магнитного поля $(\omega_H/\omega)^2$.

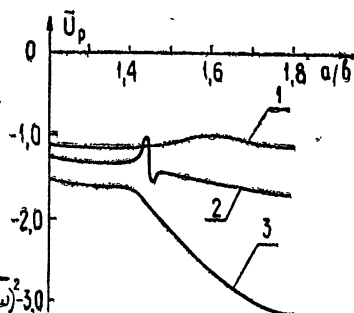


Рис. 6.

Рис. 6 Зависимость равновесной эффективной потенциальной энергии от геометрии; $(\omega_H/\omega)^2=0,5$; $\beta=0,3^*$; $(\Omega_p/\omega)^2=0,1$ (кривая 1); 0,25 (2); 0,5 (3).

* Следует заметить, что аналогичные зависимости будут и при других значениях β .

По мере возрастания отношения a/b общие закономерности расположения максимумов равновесных частот сохраняются, но сами они сгущаются и их предельное значение стремится к точке $(\Omega_p/\omega)^2 = 1$.

1) Существуют равновесные конфигурации однородного плазменного эллипсоида во внешних монохроматических высокочастотных полях при наличии однородного продольного магнитного поля, если плотность плазменного сгустка не превышает некоторые критические значения $\Omega_{p \text{ гран}} < \omega$.

2) Для существования равновесных конфигураций в поле бегущей волны типа TN необходимо, чтобы сгусток как целое вращался вокруг оси симметрии. Вычислена частота вращения и исследована зависимость этой частоты от плотности плазмы и продольного магнитного поля. Показано, что равновесные конфигурации существуют как при $\omega < \omega_H$, так и при $\omega > \omega_H$.

3) Для обеспечения равновесия сгустка целесообразно использовать волноводы медленных волн $\beta < 1$, это дает возможность получить равновесные конфигурации с большей плотностью плазмы. При этом равновесными являются сжатые эллипсоиды вращения $a/b > 1$.

4) Тепловое движение частиц ухудшает удержание плазмы в равновесной конфигурации. Плазма может находиться в равновесии с высокочастотным полем, если ее температура T не превышает некоторое критическое значение T_p , определяемое глубиной эффективной потенциальной энергии сгустка U_p . Найдено выражение для U_p и численными методами исследована зависимость величин U_p от плотности эллипсоида и параметров высокочастотного поля.

5) Среди найденных равновесных конфигураций лишь некоторые являются устойчивыми. Неустойчивости могут быть обусловлены как процессами, характерными для плазмы, так и гидродинамическими явлениями. Высокочастотные поля обеспечивают стабилизацию границы сгустка лишь для возмущений, частота Ω которых мала по сравнению с ω . Можно надеяться, что плазменные процессы с частотами порядка Ω_p не внесут существенных особенностей, поскольку равновесные конфигурации имеются лишь при $\Omega_p/\omega < 1$. Гидродинамическая устойчивость излученных равновесных конфигураций является предметом самостоятельного исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Векслер, Атомная энергия, 2, 427 (1958).
2. А. В. Гапонов, М. А. Миллер, ЖЭТФ, 1, 242 (1958).
3. Л. П. Питаевский, ЖЭТФ, 39, 1450 (1960).
4. М. С. Рабинович, Г. А. Аскаръян, Атомная энергия, 5, 643 (1958).
5. О. Е. Лысенко, Н. А. Хижняк, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 4, 559 (1968).
6. Р. Аппель, Фигуры равновесия вращающейся однородной жидкости, ОНТИ, М.—Л., 1936.
7. Л. Лихтенштейн, Фигуры равновесия вращающейся жидкости, Физматгиз, М., 1965.

THE EQUILIBRIUM OF A ROTATING ELLIPSOID IN EXTERNAL HF
FIELDS IN THE PRESENCE OF A CONSTANT MAGNETIC FIELD*O. E. Lysenko, N. A. Khizhnyak*

The problem on the equilibrium of an ellipsoidal plasmoid in the external HF fields in the presence of a constant magnetic field is considered. It is shown that in order to provide the equilibrium, the plasmoid must rotate with the frequency ω_0 about the axis of symmetry. The rotation frequency and the effective potential energy of plasmoid that ensures the equilibrium are calculated as a function of the plasmoid parameters and the value of the external magnetic field.
