

8. Narkevich I.I. Statistical theory of nonuniform systems and reduced description in the density fluctuation theory // Physica A. 1982. V. 112 A. P. 167-192.
9. Жаркевич А.В. Решеточный газ двухатомных молекул как многокомпонентная система квазичастиц. Дипломная работа Мн.: БГУ, 1995.
10. Хроль В.Н. Исследование уравнения состояния типа Ван-дер-Ваальса для кристаллической, жидкой и газообразной фаз. Сборник "Фізика кандэнсаваных асяроддзяў". Материалы IV Республиканской СНК. - Гродно: ГГУ, 1996. - С. 76.
11. Бокштейн Б.С., Бокштейн С.З., Жуховицкий А.А. Термодинамика и кинетика диффузии в твердых телах. - М.: Металлургия, 1994. - 280 с.

УДК 537.84

А.Н.Вислович, доцент

ТОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТНЫХ РЕЗЕРВУАРОВ

The physical and mathematical model for calculating of the area dispersed ferromagnetic and magnetic fluid confinement in nonuniform external magnetic field is formulated.

Введение. К настоящему времени в технике и технологии получили распространение устройства, в которых с помощью магнитного поля формируется объем текучей среды требуемой конфигурации, обладающий значительной устойчивостью при воздействии дестабилизирующих факторов, таких, например, как сила тяжести, гидродинамические силы, силы давления окружающей среды и др. Они, к примеру, используются в уплотнительных и смазочных узлах, в технологиях сепарации, шлифовки, сбора загрязнений с поверхностей водоемов и т.д. В работе [1] такого рода устройства определены как магнитные резервуары.

Важным вопросом теории магнитных резервуаров является исследование условий, при которых магнитные силы могут уравновесить дестабилизирующие силы. Эти условия определяют границы резервуара - предельные пространственные конфигурации, в рамках которых топологические свойства сплошной массы жидкости остаются неизменными. Явление разрушения сплошной массы текучей магнитоактивной среды можно рассматривать как переполнение резервуара. Отметим, что переполнение может происходить не только за счет увеличения количества жидкости, но также за счет изменения факторов, формирующих резервуар, т.е. за счет изменения его границ. Развитие представлений о механизмах разрушения объемов магнитной жидкости идет путем исследования гидродинамической устойчивости свободной поверхности. Из-за математической сложно-

сти такие исследования проведены для поверхностей простейшей формы (см., например, [2-5]).

В настоящей работе развивается другой метод, который позволяет составить представление о границах резервуара для широкого класса геометрических ситуаций за счет предельного упрощения физической стороны дела. Суть метода состоит в том, что рассматривается действие формирующих резервуар сил на некоторое элементарное (пробное) тело, которое обладает важнейшими свойствами заполняющей резервуар жидкости. В качестве таких тел можно использовать малое сферическое тело, тонкую цилиндрическую трубку, в которой перемещается столбик магнитной жидкости [2, 6], и др. Помещая пробное тело в различные точки пространства и исследуя (теоретически либо экспериментально) действующие на него силы, можно определить границы, в которых удерживается жидкость.

Общие уравнения точечной (капельной) модели магнитного резервуара. Наиболее простым пробным телом для зондирования резервуара является малая сферическая недеформируемая оболочка из слабомагнитного материала, заполненная магнитной жидкостью. Такое представление о точечном пробном теле особенно удобно при теоретическом рассмотрении вопроса. На практике проще использовать малые капельки жидкости, однако следует иметь в виду, что каплю можно считать сферической при определенных ограничениях на ее размеры, характеристики полей и свойства жидкости [3-5, 7].

Зондируемое пространство может быть заполнено обычной вязкой жидкостью. Поэтому на пробное тело помимо силы тяжести, магнитодипольной и центробежной сил могут действовать архимедова и стоксова силы. Результирующую силу, действующую на однородное сферическое тело массой Δm , объемом ΔV , радиусом a , со средней намагниченностью \bar{M} запишем в виде

$$\vec{F} = \mu_0 \bar{M} \nabla H^{(e)} \Delta V + (\Delta m - \Delta m_0) \vec{g} + (\Delta m - \Delta m_0) \omega^2 \vec{r} + 6\pi\eta a \vec{v} + \Delta m \vec{G}^* \quad (1)$$

Здесь ω - угловая скорость вращения системы, \vec{r} - радиус-вектор центра сферы относительно оси вращения системы, $H^{(e)}$ - напряженность внешнего поля, η и \vec{v} - вязкость и относительная скорость заполняющей резервуар немагнитной жидкости, Δm_0 - масса вытесненной жидкости, \vec{G}^* - удельная сила, природа которой может быть уточнена в дальнейшем. При записи магнитодипольной силы предполагается, что вектора \bar{M} и $\vec{H}^{(e)}$ коллинеарны, что оправдано для статической ситуации.

Силу (1) представим в виде $\vec{F} = \Delta m \vec{G}$, где

$$\vec{G} = \mu_0 / \rho \overline{MNH}^{(e)} + \left(1 - \rho / \rho_0\right) (\vec{g} + \omega^2 \vec{r}) + b\vec{v} + \vec{G}^* \quad (2)$$

Здесь ρ и ρ_0 - плотности пробного тела и немагнитной жидкости-заполнителя, $b = 9\eta/(2\rho\alpha)$.

Нахождение границ резервуара в рамках рассмотренных представлений сводится к исследованию особенностей обобщенного силового поля напряженностью \vec{G} . Как и любое векторное поле, его удобно представлять в виде совокупности векторных линий (силовых линий), которые определяются системой дифференциальных уравнений:

$$dx/G_x = dy/G_y = dz/G_z \quad (3)$$

Магнитодипольная сила является притягивающей и играет определяющую роль в формировании резервуаров. Поэтому источники магнитного поля являются областью притяжения силовых линий поля \vec{G} .

Как следует из теории дифференциальных уравнений, особыми точками поля \vec{G} являются точки, в которых $\vec{G} = \vec{G}(x, y, z) = 0$, т.е.

$$G_x = G_y = G_z = 0, \quad (4)$$

С физической точки зрения - это точки равновесия пробного тела. Геометрическое место точек неустойчивого равновесия в совокупности со всеми сходящимися к ним силовыми линиями представляют собой поверхность в трехмерном пространстве. Так, к примеру, если (4) определяет изолированную особую точку, то через нее можно провести множество силовых линий, которые образуют порожденную этой точкой поверхность. Если особые точки образуют непрерывное одномерное множество, то через каждую точку этого множества можно провести одну или несколько силовых линий. Совокупность силовых линий, проведенных через все точки одномерного множества, опять образует поверхность. И, наконец, если (4) представляет непрерывное двумерное множество, то оно само будет представлять поверхность, о которой идет речь.

Эту поверхность можно охарактеризовать как поверхность перевала. Силовые линии, которые начинаются по одну ее сторону, заканчиваются на источнике магнитного поля, в противном случае - уходят на бесконечность, либо заканчиваются на другом источнике. С физической точки зрения эта поверхность представляет собой силовую границу резервуара, поскольку пробное тело, помещенное по одну сторону этой поверхности, будет удерживаться магнитными силами, а при переходе через нее будет сброшено от источника магнитного поля.

В общем случае в (2) содержатся как потенциальные, так и непотенциальные слагаемые. При отсутствии неконсервативных сил обобщенное поле можно представить в градиентной форме $\vec{G} = -\nabla\Pi$, где

$$\Pi = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) \left(gz - \omega^2 r^2/2\right) + \frac{\mu_0}{\rho} \int_0^{H^{(e)}} \bar{M} dH^{(e)}. \quad (5)$$

Здесь z - вертикальная координата. Изоповерхности потенциала описываются уравнением

$$\Pi(x, y, z) = \text{const}. \quad (6)$$

Среди семейства этих поверхностей необходимо выделить поверхность, которая проходит через неустойчивые особые точки (4). Пробное тело, расположенное в любой точке такой поверхности, можно квазистатически удалить из резервуара без совершения работы. Действительно, перемещение тела до эвипотенциальной поверхности не требует выполнения работы. Переместившись в особую точку, тело окажется на силовой границе. При малом смещении с этой границы оно попадет на силовую линию, уходящую из резервуара, и покинет его под действием сил поля \vec{G} . Исходя из физического смысла, эту поверхность уместно определить как потенциальную границу резервуара. Отметим, что все особые точки (4), образующие непрерывное множество, расположены на потенциальной границе, если известно, что хотя бы одна из них принадлежит этой границе.

Необходимым элементом резервуаров являются поверхности твердых тел, с которыми соприкасается жидкость (фиксированные поверхности S_f). Поэтому рассмотренные выше полевые границы должны быть дополнены границами резервуара на этих поверхностях. На фиксированной поверхности нормальная составляющая полевой силы $\Delta m \vec{G}$ уравновешивается реакцией поверхности (при условии, что \vec{G} и нормаль \vec{n} к поверхности образуют тупой угол). Поэтому особенности поведения пробного тела определяются касательной к поверхности составляющей \vec{G}_f поля \vec{G} . Двухмерное поле \vec{G}_f можно представить в виде силовых линий, построенных на поверхности S_f . Поэтому результаты, сформулированные выше, во многом можно переформулировать для поля G_f . Особыми точками на поверхности являются точки, в которых $\vec{G}_f = 0$, т.е.

$$\vec{G} \times \vec{n} = 0. \quad (7)$$

Из теории дифференциальных уравнений известно, что особые точки двухмерного поля могут быть шести типов: устойчивый и неустойчивый узлы, устойчивый и неустойчивый фокусы, седло, центр. Исходя из физи-

ческого содержания рассматриваемой проблемы, можно предположить, что границы резервуара представляют силовые линии, сходящиеся к изолированным особым точкам типа седла, а также непрерывные одномерные множества решений уравнения (7), от которого силовые линии расходятся.

Если поле \vec{G} потенциально, то на S_f можно также построить потенциальную границу - линию пересечения изопотенциальной поверхности, соприкасающейся с фиксированной поверхностью (точками соприкосновения являются особые точки на S_f), с этой поверхностью (т.е. с S_f).

Описание полей напряженности и потенциала магнитодипольных сил. Для получения замкнутой математической модели уравнения (1)-(7) необходимо дополнить уравнением намагничивания пробного тела - зависимостью средней намагниченности \bar{M} от внешнего поля $H^{(e)}$. Поскольку размеры тела предполагаются значительно меньшими характерного размера неоднородности поля, для определения \bar{M} можно воспользоваться результатами хорошо известной задачи о намагничивании сферы в однородном внешнем поле. Естественно считать вектор напряженности этого поля равным напряженности внешнего поля в центре сферы. Согласно этому приближению, напряженность поля внутри сферы равна

$$H^{(i)} = H^{(e)} - M/3. \quad (8)$$

Следовательно, для намагниченности тела имеем уравнение

$$\bar{M} = f(H^{(i)}) = f(H^{(e)} - \bar{M}/3). \quad (9)$$

Здесь зависимость $f(H^{(i)})$ представляет кривую намагничивания вещества. Разрешив (9) относительно \bar{M} , можно получить искомую зависимость $\bar{M}(H^{(e)})$. Однако даже для простейших моделей намагничивания теория дает трансцендентные зависимости $f(H^{(i)})$, что делает невозможным получение элементарной зависимости $\bar{M}(H^{(e)})$ и, следовательно, переводит задачу исследования границ резервуара в разряд численных. Кроме того, использование модельных законов намагничивания не желательно с практической точки зрения, поскольку магнитные свойства феррожидкостных дисперсий, которые в той или иной ситуации являются рабочими жидкостями в магнитных резервуарах, могут быть далеки от идеализированных. Обе эти трудности удастся обойти, если использовать для кривой намагничивания вещества зависимость аппроксимационного типа. Подходящее для этой цели уравнение имеет вид [6]

$$H^{(i)} = MH_v / (M_s - M) - \lambda M. \quad (10)$$

Здесь M_s - намагниченность насыщения, H_v - характерное поле существенного изменения намагниченности, λ - безразмерный параметр, аналогичный константе эффективного поля. Чтобы ввести в (10) зависимости от термодинамических переменных, параметры H_v и λ выразим через параметры кривой намагничивания, имеющие более ясный физический смысл, - начальную магнитную восприимчивость

$$\chi_0 = \left(\lim_{M \rightarrow 0} dH^{(i)} / dM \right)^{-1} = \frac{M_s}{H_v - \lambda M_s} \equiv \frac{M_s}{H_v(1 - \nu)} \quad (11)$$

и поле половинного намагничивания

$$H_h = H^{(i)} \Big|_{M=M_s/2} = H_v(1 - \nu/2). \quad (12)$$

Разрешив (11), (12) относительно H_v и ν , получим

$$H_v = 2H_h - H_0, \quad \nu = \frac{H_h - H_0}{H_h - H_0/2}, \quad \lambda = 2 \left(\frac{H_h}{M_s} - \frac{1}{\chi_0} \right), \quad (13)$$

где $H_0 = M_s / \chi_0$, $\nu = \lambda M_s / H_v$. Отметим, что зависимости χ_0 и M_s от термодинамических переменных достаточно известны [3-5], чего нельзя сказать относительно H_h .

Из (10) с использованием (8) легко получить уравнение, связывающее намагниченность тела с напряженностью внешнего поля:

$$H^{(e)} = \frac{\overline{M} H_v}{M_s - \overline{M}} - (\lambda - 1/3) \overline{M} \equiv H_v \left(\frac{1}{1 - \overline{M} / M_s} - \bar{\nu} \right) \frac{\overline{M}}{M_s}, \quad (14)$$

где $\bar{\nu} = (H_h - H_0 - M_s/3) / (H_h - H_0/2)$. Как видно, (10), (14) имеют аналогичную форму. Формально (14) следует из (10), если заменить $H^{(i)}$ на $H^{(e)}$ и переопределить параметр λ на $\bar{\lambda} = \lambda - 1/3$. Это свойство уравнения (10) существенно упрощает процедуру получения уравнения намагниченности пробного тела. Разрешив (14) относительно \overline{M} , получим

$$\overline{M} = \frac{M_s}{2\nu} \left[\sqrt{\left(\bar{\nu} + 1 + \frac{H}{H_v} \right)^2 - 4\bar{\nu} + \bar{\nu} - 1} - \frac{H}{H_v} \right]. \quad (15)$$

Используя (14), легко получить выражение для потенциала магнитодипольных сил:

$$\frac{\mu_0}{\rho} \int_0^{H^{(e)}} \overline{M} dH^{(e)} = \frac{\mu_0 H_v M_s}{\rho} \left[\frac{\overline{M}}{M_s - \overline{M}} + \ln \left(1 - \frac{\overline{M}}{M_s} \right) - \frac{\overline{v} \overline{M}^2}{2M_s} \right], \quad (16)$$

где \overline{M} определяется соотношением (15).

Экспериментальные исследования показывают, что для типичных образцов ферроколлоидов параметр v может быть как положительным, так и отрицательным, а по модулю не превышает нескольких десятых долей от единицы. Поэтому для общетеоретических исследований, а также для приближенных оценок можно использовать упрощенную модель, которая следует из (15), (16) при $\overline{v} = 0$, $H_v \sim H_0 \sim 30$ кА/м. Уравнения (14), (15) целесообразно использовать при детальном расчете после уточнения входящих в них параметров в соответствии с конкретной ситуацией.

Магнитный резервуар цилиндрического диполя. Проиллюстрируем технику работы с уравнениями точечной модели на конкретном примере. Рассмотрим резервуар, который формируется постоянным магнитом, имеющим форму длинного кругового цилиндра радиусом R , однородно намагниченным перпендикулярно оси цилиндра. Модуль напряженности поля, создаваемого таким магнитом, убывает обратно пропорционально расстоянию r от оси (см., например, [5]):

$$H = H_* R^2 / r^2 \equiv H_* / \hat{r}^2, \quad (19)$$

где $H^{(e)} \equiv H$, H_* - напряженность поля на поверхности магнита, \hat{r} - безразмерное расстояние. Напряженность поля магнитодипольных сил в этом случае равна

$$\frac{\mu_0}{\rho} M \nabla H = - \frac{2\mu_0 H_* M_*}{\rho R} \frac{M}{M_*} \left(\frac{H}{H_*} \right)^{3/2} \vec{i}_r,$$

где \vec{i}_r - единичный радиальный вектор, $\overline{M} \equiv M$. Таким образом, в невесомости силовые линии этого поля представляют радиальные лучи, а эквипотенциальные поверхности - коаксиальные с осью магнита цилиндрические поверхности. Исследуем дестабилизирующее влияние на этот резервуар сил тяжести. При горизонтальном расположении цилиндра обобщенное поле \vec{G} обладает трансляционной симметрией вдоль оси цилиндра, что позволяет при математическом анализе рассматривать плоское поле на вертикальной плоскости, перпендикулярной оси цилиндра. Поместив начало координат на оси цилиндра и направив координату z вертикально вверх, получим

$$G/G_* \doteq -P_* \bar{i}_z - \hat{M} \hat{H}^{3/2} \bar{i}_r, \quad (20)$$

где $G_* = 2\mu_0 H_* M_* / (\rho R)$ - напряженность магнитодипольных сил на поверхности магнита, $P_* = g/G_*$; $\hat{M} = M/M_*$, $\hat{H} = H/H_* = 1/\hat{r}^2$. Взаимная компенсация массовых сил возможна на луче, направленном вертикально вниз, для которого $\bar{i}_r = -\bar{i}_z$. Условие равновесия $\vec{G} = 0$ принимает вид

$$\hat{M}_p / \hat{r}_p = P_*, \text{ или } \tilde{M}_p \tilde{H}_p^{3/2} = P_* \frac{M_*}{M_s} \left(\frac{H_*}{H_v} \right)^{3/2} \equiv P \left(\frac{H_*}{H_v} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Здесь индекс "p" означает значение переменной в точке равновесия, $\tilde{M}_p = \hat{M}_p M_* / M_s$, $\tilde{H}_p = \hat{H}_p H_* / H_v$. Выразив из (21) \tilde{H}_p и исключив его из (16), получим уравнение, определяющее намагниченность в точке равновесия

$$H_* P^2 / H_v = \tilde{M}_p^5 [1 - \nu(1 - \tilde{M}_p)]^3 / (1 - \tilde{M}_p)^3. \quad (22)$$

Решив это уравнение, можно из первого уравнения (21) определить положение точки равновесия. Возможны случаи, когда система (21) допускает элементарное решение.

Если в точке равновесия намагниченность достигает насыщения, в (21) и в числителе (22) можно положить $\tilde{M}_p \approx 1$. Условие применимости этого приближения следует из условия $1 - \tilde{M}_p \ll 1$ с учетом (16) и (22). В окончательном виде получим

$$\hat{r}_p = \left(\frac{H_*}{P H_v} \right)^{1/2} \text{ при } P^{2/3} \gg (1 - \nu) / \left(\frac{H_*}{H_v} \right)^{1/3}. \quad (23)$$

Если намагниченность в точке равновесия соответствует начальному участку кривой намагничивания, в (21) можно положить $M = \chi_0 H$. Условие применимости этого приближения следует из условия $\tilde{M}_p \ll 1$ и (21). В результате получим

$$\hat{r}_p = 1/P_*^{1/5} \text{ при } P_*^{2/5} \ll \chi_0 H_* / M_s. \quad (24)$$

Если условия (23), (24) не выполняются, то решение, соответствующее наиболее подходящему из этих условий, может быть использовано в каче-

стве начального приближения для итерационной процедуры решения системы (21), (22).

Силловая граница резервуара определяется как решение дифференциального уравнения

$$\frac{d\tilde{z}}{d\tilde{x}} = \frac{\tilde{z}}{\tilde{x}} + \frac{M_* P_* \tilde{r}^4}{M_s \tilde{M}}, \quad (25)$$

удовлетворяющего условию $z = -\hat{r}_p$ при $\hat{x} = 0$.

Здесь $\tilde{z} = z/R$, $\tilde{x} = x/R$ - горизонтальная координата, $\tilde{r}^2 = \hat{x}^2 + \hat{y}^2$,

$$\tilde{M} = \frac{1}{2\nu} \left\{ \left[\left(\nu + 1 + \frac{H_*}{H_\nu \tilde{r}^2} \right)^2 - 4\nu \right]^{1/2} + \nu - 1 - \frac{H_*}{H_\nu \tilde{r}^2} \right\}.$$

В частности, при $\nu = 0$ (25) принимает более простой вид:

$$\frac{d\tilde{z}}{d\tilde{x}} = \frac{\tilde{z}}{\tilde{x}} + P \frac{H_*}{H_\nu} \frac{\tilde{r}^4}{\tilde{r}^2 + 1}, \quad \tilde{x} = \sqrt{\frac{H_\nu}{H_*}} \hat{x}, \quad z = \sqrt{\frac{H_\nu}{H_*}} \hat{z}.$$

Обобщенное поле \tilde{G} имеет потенциал

$$\Pi = gz + \frac{\mu_0 H_\nu M_s}{\rho} \left[\frac{\tilde{M}}{1 - \tilde{M}} + \ln(1 - \tilde{M}) - \frac{\nu \tilde{M}^2}{2} \right].$$

Отсюда следует выражение для изопотенциальной границы резервуара

$$2P\tilde{z} + \tilde{M}/(1 - \tilde{M}) + \ln(1 - \tilde{M}) - \nu \tilde{M}^2/2 = \hat{\Pi}_p, \quad (26)$$

где $\hat{\Pi}_p$ - константа, определяемая левой частью уравнения (26), в котором $\tilde{z} = \hat{r}_p$, $\tilde{M} = \tilde{M}_p$. В частности, при $\nu = 0$ из (26) получим

$$2P \sqrt{\frac{H_*}{H_\nu}} \tilde{z} + 1/\tilde{r}^2 - \ln(1 + 1/\tilde{r}^2) = \hat{\Pi}_p.$$

На рисунке схематично представлен рассмотренный резервуар.

Заключение. Рассмотренная модель учитывает наиболее сильный, локальный механизм переполнения резервуара. Нелокальные эффекты, связанные с взаимодействием частиц жидкости в заполненном резервуаре, учитываются в рамках энергетического и гидродинамического подходов.

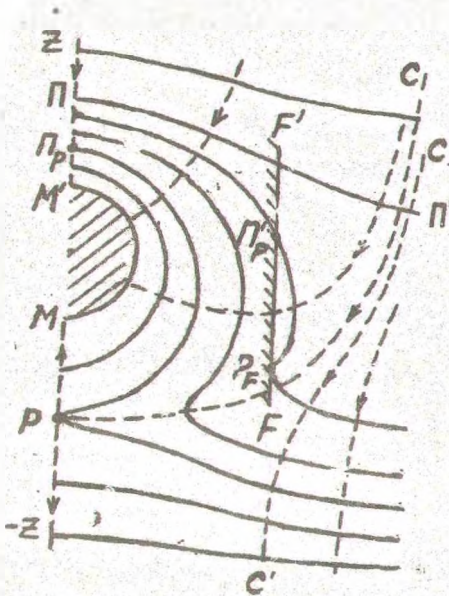


Рис. Резервуар цилиндрического диполя :

$P-P'$ -изопотенциальные линии, $C-C'$ - силовые линии, $z-z$ - ось симметрии, $M-M'$ - поверхность магнита, p - точка неустойчивого равновесия пробного тела, $p-c$ - силовая граница, $p-P_p$ - потенциальная граница, $F-F'$ фиксированная поверхность, p_F - точка неустойчивого равновесия на поверхности $F-F'$, P_p' - потенциальная граница резервуара на поверхности $F-F'$.

В этих подходах определяется гидродинамическая граница - как граница устойчивости семейства поверхностей, описываемых уравнениями гидростатики: $p = p_0 + \Delta p^{(s)}$, где $p_0 = const$ - давление окружающей среды, $\Delta p^{(s)}$ - добавочное давление свободной поверхности, связанное с магнитными и капиллярными силами,

$$p/\rho = gz - \omega^2 r^2/2 + \mu_0 \int_0^H M dH - \quad (27)$$

давление, обусловленное действием объемных сил. Если пренебречь действием поверхностных сил, то в (27) $p = p_0 = const$, и (27) определяет сходные с (5) семейства поверхностей. Имеется только различие в магнитодипольном слагаемом. В (27) H - поле, которое должно определяться из уравнений Максвелла с учетом заполнения резервуара магнетиком.

Таким образом, потенциальная граница точечной модели является приближенной моделью гидродинамической границы, а особые точки этой модели определяют ориентировочное положение горловых областей резервуара, через которые происходит выбрасывание излишков жидкости при переполнении. Точечная модель огрубляет физическую картину явления переполнения (не учитываются поверхностные силы и механизм магнитного самовоздействия). Однако она дает необходимые связи для следующего шага - постановки задачи о гидродинамической устойчивости поверхности вблизи особых точек. Кроме того, в рамках точечной модели определяется силовая граница, которая при гидродинамическом подходе вовсе не рассматривается. Силовая граница очерчивает больший объем, чем изопо-

тенциальная. Случайные выбросы жидкости, если они не пересекают силовую границу, опять возвращаются в резервуар и присоединяются к сплошной массе жидкости, объем которой может изменяться в пределах изопотенциальной границы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вислович А.Н. Магнитные резервуары.- Тр. БГТУ, Сер.V, вып.2. - 1995.- С.66-76.
2. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика.- М.: Мир, 1989.
3. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости.- М.: Химия, 1989.
4. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости.- Рига: Зинатне, 1989.
5. Баштовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей.- М.: ИВТАН, 1985.
6. Вислович А.Н. Феноменологическое уравнение статического намагничивания магнитных жидкостей // Магнитная гидродинамика. 1990. № 2.-С.54-60.
7. Бакаленко В.И., Вислович А.Н., Медведев В.Ф. Движение капель магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле.// Вестн АН БССР. Сер. физ.-энерг. навук.- 1990.- С. 86-90.

УДК 539.213.2

В.К.Долгий, аспирант;
И.П.Ильющонок, ассистент;
А.В.Мисевич, аспирант;
А.Е.Почтенный, доцент

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И СЕНСОРНЫЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРНО-НАПЫТЕННЫХ ПЛЕНОК ФТАЛОЦИАНИНА МЕДИ

CuPc thin films were prepared by the lazer-activated evaporation method and the electrophysical and sensor properties of this films were studies. The influence of sorbed oxygen on temperature dependence of conductivity is analyzed. A change of conductivity of films at sorption of NO₂ gas is studied.

1. Введение. Органические полупроводники, и в частности металлфталоцианины, являются перспективными электронными материалами. Широко исследуются возможности их применения в солнечных батареях, полевых транзисторах, устройствах памяти и газовых сенсорах [1,2].

В отличие от ряда других органических полупроводников, металлфталоцианины обладают исключительной термической и химической устой-