

$=10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $(E/N)_0=1 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup>,  $J_0=5$  А/см<sup>2</sup>,  $\gamma=0.06$  (наблюдены параметры в квазинейтральной области). Видно, что качественные соображения, высказанные выше, неплохо описывают «реальную» ситуацию в численном эксперименте. Реальный профиль  $v_i(E)$  отличается от ступенчатого;  $v_i$  достигает насыщенного (не зависящего от поля) значения на некотором конечном интервале полей  $\Delta E$ . Этому интервалу соответствует интервал  $\Delta x$  в окрестности точки  $x_*$ , так что характерный размер функции  $S(x)$  определяется как  $\max\{\lambda_{D0}, \Delta x\}$ . Полю  $E_*$  соответствует значение параметра  $d \ln v_i / d \ln E=1$ , в азоте это значение достигается при  $E/N \simeq 50 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup>.

Таким образом, при атмосферном давлении классические роли катода как эмиттера и дебаевского слоя как области размножения электронов, соединены в объемном процессе столкновительной генерации заряженных частиц и разыгрываются в узком пристеночном слое плазмы, имеющем характерный размер порядка  $\lambda_{D0}$ , что в практически интересных случаях на порядок меньше толщины дебаевского слоя.

Скорость генерации  $S$  не стационарна по амплитуде: ее величина осциллирует с частотой порядка 1 ГГц. Это приводит к осцилляциям падения потенциала на дебаевском слое с той же частотой и амплитудой порядка 30 % от среднего значения.

Появление осциллирующего по амплитуде источника заряженных частиц внутри дебаевского слоя приводит к формированию характерного максимума  $n_e$  и  $n_+$  на границе слоя и квазинейтральной плазмы. Появление максимума  $n_e$  связано с дрейфовым накоплением на границе слоя «избыточных» электронов, рожденных на начальной стадии формирования источника  $S$ . Эти электроны своим полем поляризации «подтискивают» ионы из квазинейтральной области, в результате устанавливаются профили  $n_e$  и  $n_+$  с максимумом и следующим за ним пологим минимумом. Смещение электронов максимума относительно ионов приводит к появлению слабо выраженного минимума модуля поля в этой области (в линейном масштабе графика на рис. 2 минимум поля не виден).

#### Литература

- [1] Райзер Ю. П. ТВТ, т. 24, № 5, с. 984—994.
- [2] Битюрин В. А., Куликовский А. А., Любимов Г. А. ДАН, 1987, т. 292, № 4, с. 836—839.
- [3] Битюрин В. А., Куликовский А. А., Любимов Г. А. В сб.: Труды VII Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ташкент, 1987, т. 1, с. 69—70.

Институт высоких температур АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
16 февраля 1988 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 11, 1988

### ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО НАСОСА

В. Г. Веселаго, М. А. Черников, С. М. Чичкань

В магнитной жидкости при одновременном наличии градиентов магнитного поля и температуры появляется перепад давлений. Возникающее вследствие этого напорное течение можно использовать как способ преобразования тепловой энергии [1]. Например, организовав вдоль помещенного в неоднородное магнитное поле замкнутого контура с магнитной жидкостью определенное распределение температуры, можно получить циркуляцию жидкости. Физический механизм указанного явления состоит в том, что магнитная восприимчивость магнетиков, как правило, падает с увеличением температуры, иначе говоря, холодная магнитная жидкость вытягивается в магнитное поле сильнее, нежели горячая.

В настоящей работе экспериментально исследованы характеристики феррогидродинамического насоса — одного из возможных устройств, реализующих описанный выше принцип преобразования тепловой энергии. Следует отметить, что теоретический расчет работы такого преобразователя известен сравнительно давно [2]. В то же время экспериментальные исследования напорного течения магнитной жидкости при одновременном наличии градиентов магнитного поля и температуры, впервые обнаруженного в [3], практически отсутствуют.

Хотя подобные устройства и обладают малой эффективностью, энергосъем с единицы массы рабочего тела при определенных условиях может быть достаточно высок и составлять 5—10 кВт/кг [1, 4]. В работе [4] дана оценка эффективности магнитокалориметрического преобразователя и показано, что отношение полезной работы к затраченному теплу составляет

$$\eta \approx \frac{\pi}{2} \left\langle \frac{\partial \chi}{\partial T} \right\rangle \frac{H^2}{c_0}, \quad (1)$$

где  $H$  — магнитное поле,  $\chi$  — магнитная восприимчивость,  $c_0$  — теплоемкость рабочего тела; усреднение производится по рабочей области.

Необходимо отметить, что главным преимуществом феррогидродинамического насоса, несмотря на малый КПД, является отсутствие движущихся частей и возможность преобразования низкопотенциального тепла.

### Экспериментальная установка

Принципиальная схема насоса представлена на рис. 1. В качестве рабочего тела использовалась магнитная жидкость на основе магнетита с керосином и намагниченностью 56 Гс. Жидкость из широкой мензурки 4 попадала в латунную трубку 1 диаметром 5 мм, на которую были напаяны два теплообменника 2, 3 длиной 40 мм. При этом первый охлаждался водой из водопроводной сети, а второй нагревался проточной водой из термостата У10.

Трубка 1 с теплообменниками помещалась в зазор постоянного магнита (5 — полюсные наконечники магнитов). Магнитное поле в центре зазора между полюсами составляло 6,7 кГс при диаметре полюсов 32 мм и расстоянии между ними 15 мм. Циркулирующая жидкость вытекала из трубки 1 непосредственно в мензурку 4, благодаря чему течение жидкости

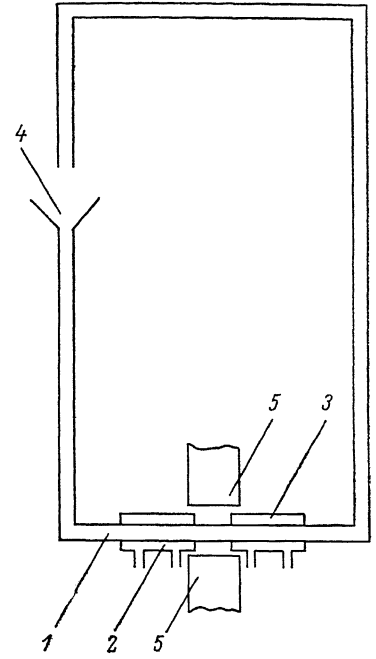


Рис. 1. Принципиальная схема насоса.

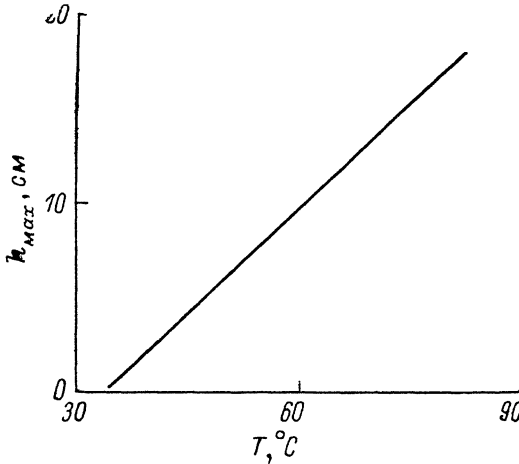


Рис. 2.

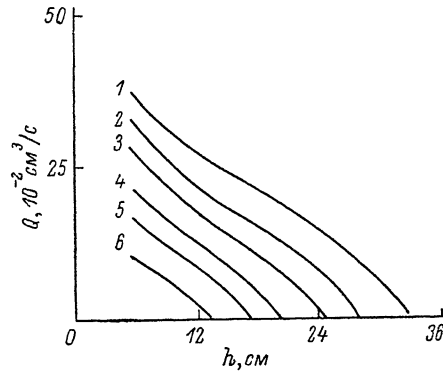


Рис. 3.

можно наблюдать непосредственно. Скорость циркуляции определялась по времени наполнения мерного объема.

### Экспериментальные результаты

Значительный интерес представляло экспериментальное исследование возможности одновременного получения относительно больших напоров и расходов в реально действующем преобразователе, а также определение эффективности его работы.

Зависимость максимального напора  $h_{\max}$  от разности температур холодного и горячего теплообменников  $\Delta T$  представлена на рис. 2. По указанной зависимости можно оценить коэффициент полезного действия преобразователя

$$\eta = \frac{\rho g}{c_0} \frac{dh_{\max}}{dT}, \quad (2)$$

где  $g$  — ускорение свободного падения,  $\rho$  — плотность рабочего тела. Необходимо отметить, что равная  $1.5 \cdot 10^{-5}$  эффективность преобразователя практически не зависит от разности температур холодильника и нагревателя.

На рис. 3 приведены зависимости расхода от перепада высот при различных температурах нагревателя: 90 (1), 80 (2), 70 (3), 60 (4), 50 (5) и 40 °С (6). Последние имеют протяженные участки, происхождение которых связано со следующим обстоятельством. Магнитная жидкость втекает в область сильного поля с температурой, равной температуре холодильника, и далее, нагреваясь, покидает эту область с температурой, равной температуре нагревателя. В случае идеального теплообменника, когда температурный профиль имеет вид  $\Theta$ -функции, для максимального напора вдали от температуры Кюри имеем

$$\rho g h_{\max} = \frac{H}{2} \frac{\partial M}{\partial T}, \quad (3)$$

где  $H$  — магнитное поле в точке скачка температуры,  $M$  — намагниченность рабочего тела.

В реальной же экспериментальной ситуации имеется область достаточно высокой однородности магнитного поля — центральная часть зазора между полосами магнита и область его

резкого изменения — край зазора. Тогда при условии, что эффективная длина теплообменника меньше размера области неоднородности магнитного поля, выражение (3) справедливо и при более медленном нагревании жидкости. Об удовлетворительном выполнении (3) свидетельствуют протяженные линейные участки на расходных характеристиках.

Следует отметить, что конечный размер теплообменников приводит к появлению максимума на кривой расхода от смещения магнита (рис. 4, 1). Этот максимум может быть найден, если учесть неидеальность теплообмена. В то же время максимум предельной высоты подъем жидкости (рис. 4, 2) определяется непосредственно максимумом  $H$  ( $dM/dT$ ) и поэтому не совпадает с первым. Как нетрудно заметить, при улучшении теплообмена максимумы будут сближаться вплоть до совпадения.

### Заключение

Исследование характеристик реально действующего феррогидродинамического насоса показало его работоспособность. Низкая эффективность связана прежде всего с неудовлетворительными характеристиками традиционной магнитной жидкости на основе магнетита. Радикальное увеличение эффективности возможно только путем использования жидкостей с лучшими термомагнитными характеристиками и организацией рабочего процесса вблизи точки Кюри, где можно достичь больших  $dM/dT$ .

Кроме того, существенную роль в повышении производительности феррогидродинамического насоса играет эффективность теплообменников. Необходимость осуществлять нагрев магнитной жидкости в ограниченной по размерам области сильного магнитного поля требует применения эффективных компактных теплообменников с малым гидродинамическим сопротивлением.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность А. М. Прохорову за поддержку работы, а Э. Я. Блюму, М. И. Шлиомису и Е. И. Янговскому — за ряд полезных замечаний.

### Литература

- [1] Реслер Е., Розенцвейг Р. Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 8, с. 74—80.  
 [2] Van der Voort E. Appl. Sci. Res., 1969, v. 20.

## ЗАВИСИМОСТЬ ЗАРЯДА МОП СТРУКТУРЫ ОТ ТОКА ЧЕРЕЗ ДВУМЕРНЫЙ КАНАЛ В РЕЖИМЕ МАГНИТНОГО КВАНТОВАНИЯ

А. А. Шашкин, В. В. Ларкина

Существует ряд работ [1-4], в которых исследовано распределение тока в МОП транзисторах в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ), когда ток по образцу не мал. В этом случае создаваемый током градиент потенциала двумерного электронного слоя влияет на распределение этого тока [1-3], что и является причиной нелинейности, наблюдаемой при измерении  $\rho_{xx}$  (или  $\sigma_{xx}$ ). При этом распределение тока не будет однородным и, как показано в [2, 3], возникнет токовый шнур, перемещающийся по образцу при изменении напряжения на затворе.

С появлением шнура сопряжено возникновение зависимости концентрации двумерных электронов  $N_S$  от координаты. Экспериментально факт координатной зависимости  $N_S$  был обнаружен в работе [4]. Через образец холловской геометрии пропускался постоянный ток  $I$  и измерялся ток заряда  $I^*$  емкости затвор — электронный слой при линейном по времени изменении напряжения на затворе  $V_g$ . В окрестности  $V_g = V_g^0$  ( $V_g^0$  соответствует целочисленному фактору заполнения  $n = N_S hc/eH$ ) наблюдались особенности в зависимости  $I^*$  ( $V_g$ ) [4].

Цель настоящей работы состоит в расчете формы наблюдавшихся в [4] особенностей и анализе возможности извлечения параметров двумерных электронов из измерений такого рода.

Для расчета используем модель [2], в которой предполагается, во-первых, существование двух порогов подвижности на соседних уровнях Ландау

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 e^{-\Delta/kT} \operatorname{ch} \varepsilon_F/kT \quad (1)$$

(здесь  $\varepsilon_F$  — фермиевская энергия, отсчитанная от середины между уровнями Ландау,  $\Delta$  — энергия активации при  $\varepsilon_F=0$ ); во-вторых, плотность состояний электронов  $D$  постоянна вблизи  $\varepsilon_F=0$ . В рамках упомянутой модели легко получить выражение для разности потенциалов между затвором и слоем электронов

$$U = V_g^0 + \sqrt{T} \operatorname{Arsh} (\operatorname{sh} t + \delta_0 y/d), \quad \delta_0 = 2 \operatorname{sh} a \operatorname{ch} (t + a), \quad (2)$$

где введены обозначения

$$v = k\varepsilon D/C_1, \quad a = I \rho_{xy}/2vT, \quad t = (V_g - V_g^0)/\sqrt{T},$$

$C_1$  — емкость затвор—электронный слой, приходящаяся на единицу площади; координата  $y$  направлена поперек образца;  $d$  — ширина образца. Ток заряда  $I^*$

$$I^* = C \dot{V}_g, \quad C = C_0 d^{-1} \int_0^d \frac{\partial U}{\partial V_g} dy,$$

$C_0$  — емкость МОП структуры. Отсюда

$$C/C_0 = 1 + (a \operatorname{cth} ta - 1) \operatorname{ch}^{-2} (t + a). \quad (3)$$

Полученная формула (3) качественно описывает экспериментальную зависимость. Однако она не дает значений  $C/C_0 < 1$ , наблюдавшихся в эксперименте при сравнительно больших