

## Магнитная поляризация квантованных вихрей в He II

В.Д. Нацик

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: Natsik@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 26 декабря 2007 г.

Обсуждается слабая магнитная поляризация квантованного вихря в сверхтекучей бозе-жидкости, которая является следствием взаимной электрической поляризации атомов и неоднородного распределения атомной плотности в сердцевине вихря. Прямолинейный одноквантовый вихрь несет в себе магнитный момент, направленный вдоль линии вихря и пропорциональный ее длине. Линейная плотность магнитного момента и соответствующий квант магнитного потока (вихревой флюксоид) непосредственно связаны с квантом циркуляции скорости сверхтекучего течения в вихре. Численные оценки данного эффекта приведены для вихрей в He II.

Обговорено слабку магнітну поляризацію квантованного вихора у надплинній бозе-рідині, яка є наслідком взаємної електричної поляризації атомів і неоднорідного розподілу атомної щільності у серцевині вихора. Прямолінійний одноквантовий вихор несе в собі магнітний момент, спрямований вздовж лінії вихора і пропорційний її довжині. Лінійна густина магнітного моменту і відповідний квант магнітного потоку (вихревий флюксоїд) безпосередньо пов'язані з квантом циркуляції швидкості надплинної течії у вихорі. Числові оцінки даного ефекту приведено для вихорів у He II.

PACS: 67.25.D– Сверхтекучая фаза;  
67.25.dk Вихри и турбулентность.

Ключевые слова: сверхтекучий гелий, квантованные вихри, поляризация, дипольный момент, магнитный момент.

### Введение

В 2004, 2005 годах появились сообщения о наблюдении специфической электрической активности  $^4\text{He}$  в сверхтекучем состоянии (фаза He II) — термоэлектрического [1] и механоэлектрического [2] эффектов. А.М. Косевич первым из теоретиков оперативно отозвался на эти эксперименты [3] и инициировал дискуссию, результатом которой стала публикация еще нескольких теоретических работ [4–8], в которых предлагались различные варианты физической интерпретации наблюдаемых эффектов. Окончательной ясности в вопросе о природе эффектов такого типа к настоящему времени не появилось, и теоретические исследования в этом направлении продолжаются.

В работе [4] для объяснения зарегистрированных в [1,2] эффектов была привлечена идея о электрической поляризации атомов силами инерции при ускоренном движении диэлектрика. В работах автора [5,6] на основе этой идеи предсказан эффект инерционной поля-

ризации квантованных вихрей — устойчивых нелинейных возбуждений сверхтекучей жидкости. Квантованный вихрь — это стационарное течение жидкости вокруг некоторой линии, которое обладает отличной от нуля и квантованной циркуляцией. При таком течении в атомах жидкости под действием центробежных сил происходят малые смещения атомных ядер по отношению к центрам масс электронных оболочек, и атомы приобретают дипольные моменты, ориентированные перпендикулярно линии вихря. В результате вокруг линии вихря возникает неоднородное симметричное распределение электрической поляризации. Интегральный дипольный момент у вихря отсутствует, но каждый элемент вихревой линии несет на себе квантованный квадрупольный момент [6].

Уже после публикации работы [6] автору стали известны результаты работ [8,9], в которых изучена взаимная поляризация атомов, обусловленная кулоновским отталкиванием их электронных оболочек. В

равновесной однородной жидкости эта поляризация не приводит к появлению макроскопических электромагнитных эффектов. Однако в сердцевине вихря атомная плотность существенно неоднородна [6], и в этих условиях на атомах, совершающих азимутальное движение вокруг линии вихря, также возникают некомпенсированные дипольные моменты. Учет этого дополнительного механизма поляризации вихрей — одна из задач настоящей работы. Оказалось, что симметрия пространственного распределения атомных диполей вокруг линии вихря остается такой же, как и для инерционной поляризации, поэтому данный эффект не изменяет квадрупольный характер интегральной поляризации вихря, но в количественном отношении его электрическая активность существенно возрастает.

При возбуждении в ячейке с He II вихрей силами неэлектрической природы (например, механическими или тепловыми воздействиями) в ней должна возникать спонтанная поляризация, пропорциональная плотности вихрей, и соответствующее такой поляризации дальнедействующее электрическое поле квадрупольного [6] или даже дипольного [8] типа.

Возможность зарождения и длительного существования большого числа квантованных вихревых возбуждений является одним из фундаментальных свойств He II как квантовой сверхтекучей бозе-жидкости, в нормальной фазе He I эти возбуждения отсутствуют [10–12]. Поэтому электрическая активность вихрей может быть одним из факторов, определяющих различие электрофизических свойств сверхтекучей He II и нормальной He I фаз жидкого  $^4\text{He}$ . Но для однозначной количественной интерпретации наблюдений, описанных в [1,2], необходимы, разумеется, доказательства существования в He II в условиях экспериментов достаточно большого числа одинаково ориентированных вихрей.

Отметим также, что если He II помещен во внешнее неоднородное электрическое поле, то вихревые линии приобретают свойство эффективных концентраторов пондермоторных сил [6]. Учет таких сил в уравнениях гидродинамики позволяет предсказать другие электрофизические эффекты: например, переизлучение высокочастотных колебаний электрического поля или их трансформацию в звуковые волны, влияние поля на зарождение и эволюцию вихревой структуры (квантовую турбулентность) и т.п.

В данном сообщении обсуждается еще одно интересное следствие электрической поляризации вихря центробежными силами — существование на нем также спонтанной магнитной поляризации. Коллективное азимутальное движение атомных диполей вокруг линии вихря создает на ней макроскопический магнитный момент, направленный вдоль этой линии. Та-

кой магнитной поляризации соответствует квантованный магнитный поток через площадь сечения, перпендикулярного линии вихря, величина кванта потока (вихревой флюксонид) непосредственно связана с квантом циркуляции скорости жидкости в вихре.

### 1. Инерционная поляризация

Рассмотрим прямолинейный одноквантовый вихрь, который представляет собой двумерное поле скоростей  $\mathbf{v}_s(r)$  сверхтекучей компоненты квантовой жидкости и описывается формулой [10–12]

$$\mathbf{v}_s(r) = \pm[\mathbf{s} \times \boldsymbol{\nu}] \frac{\hbar}{mr}. \quad (1)$$

Здесь использованы обозначения:  $\hbar$  — постоянная Планка;  $m$  — масса атома;  $\mathbf{r} = \boldsymbol{\nu}r$  — радиус-вектор, отсчитываемый от линии вихря в перпендикулярной ей плоскости;  $\mathbf{s}$  и  $\boldsymbol{\nu}$  — орты линии вихря и вектора  $\mathbf{r}$  соответственно; знак « $\pm$ » отражает возможность существования вихрей с противоположными направлениями циркуляции (положительные и отрицательные вихри). Величина  $2\pi\hbar/m$  является квантом циркуляции сверхтекучей скорости  $\mathbf{v}_s$  вдоль произвольного замкнутого контура в жидкости.

Спонтанная электрическая поляризация вихря возникает благодаря действию центробежных сил на атомы жидкости, совершающие коллективное азимутальное движение (1) вокруг его линии. На расстоянии  $r$  от линии вихря атомы имеют угловую скорость  $\omega_s(r) = r^{-1}v_s(r)$  и испытывают действие центробежной силы  $\mathbf{f}_a(r) = m\omega_s^2(r)\mathbf{r}$ . Эта сила вызывает слабое смещение  $\mathbf{u}_a^{(i)}(r)$  атомного ядра относительно центра масс электронной оболочки, если не считать связь между ними абсолютно жесткой. На атоме возникает дипольный момент  $\mathbf{d}_a^{(i)} = Ze\mathbf{u}_a^{(i)}$ , где  $e$  — модуль элементарного заряда,  $Z$  — число электронов в оболочке и протонов в ядре атома [5,6]:

$$\mathbf{u}_a^{(i)}(r) = \frac{m\alpha}{2(Ze)^2} \omega_s^2(r)\mathbf{r}, \quad \mathbf{d}_a^{(i)}(r) = \frac{\alpha\hbar^2}{2Zemr^3} \boldsymbol{\nu}. \quad (2)$$

При записи этих формул учтено, что масса ядра  $m_N \approx m$ , а коэффициент упругой связи между ядром и электронной оболочкой выражен через коэффициент электрической поляризации атома  $\alpha$ .

Таким образом, в квантованном вихре существует симметричная дипольная поляризация жидкости: вблизи линии вихря имеется избыток отрицательных зарядов, а положительные заряды несколько смещены центробежными силами на периферию. Отметим, что дипольная структура вихря не зависит от его знака.

## 2. Неоднородность атомной плотности вокруг линии вихря

Обсудим еще одно важное для нас следствие действия центробежных сил — неоднородность распределения атомной плотности  $n(r)$  вблизи линии вихря. При описании этого эффекта на данном этапе исследования мы не будем учитывать температурную зависимость плотности сверхтекучей компоненты  $\rho_s(T)$ , которая способна совершать квантованное вихревое течение (1): ограничимся рассмотрением достаточно низких температур  $T \rightarrow 0$ , когда  $\rho_s$  совпадает с полной плотностью жидкости  $\rho = mn$ . При возбуждении в жидкости вихря вокруг его линии возникает неоднородное распределение давления: баланс неоднородной плотности центробежных сил и градиента давления обеспечивает отсутствие радиального потока жидкости в стационарном вихре [12]. При учете сжимаемости жидкости неоднородному полю давлений соответствует неоднородное распределение атомной плотности  $n(r)$ . Вычисление  $n(r)$  на основе соотношений линейной гидродинамики для прямолинейного одноквантового вихря приводит к результату [6]:

$$n(r) = n_0 \exp \left[ - \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \right], \quad r_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{2}mc_1}, \quad (3)$$

где  $n_0$  — среднее значение атомной плотности в отсутствие вихря,  $c_1$  — скорость линейных волн плотности (первого звука). Параметр  $r_0$  можно рассматривать в качестве эффективного размера сердцевин вихря: для He II ( $c_1 \approx 2,4 \cdot 10^4$  см/с,  $m = 7 \cdot 10^{-24}$  г) получаем оценку  $r_0 \approx 0,4$  Å.

Величина  $r_0$  значительно меньше среднего межатома расстояния в жидком гелии  $a_0 = n_0^{-1/3} \approx 3,7$  Å (для He II  $n_0 \approx 2 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup>), поэтому может возникнуть сомнение в адекватности физической трактовки этого параметра как размера сердцевин вихря. Но уже давно установлено, что при анализе структуры квантованных вихрей в рамках двухжидкостной гидродинамики теорфизические оценки, как правило, хорошо согласуются с экспериментальными данными при размерах сердцевин вихря меньших  $a_0$ . Это означает, что в случае квантовых жидкостей гидродинамическое описание, по-видимому, можно распространить на пространственные масштабы порядка и меньше  $a_0$  (см. §10 в книге [11] и подстрочное примечание в статье [6]). Вместе с тем следует помнить, что формула (3) получена в рамках линейной гидродинамики, и нет оснований считать ее справедливой в количественном отношении на малых расстояниях от линии вихря  $r \leq r_0$ . Однако экспоненциальное обращение плотности  $n(r)$  в нуль при  $r \rightarrow 0$  оправдывает использование (3) при вычислениях интегральных характеристик вихря, так как позволяет избавиться от нефизических расходимостей, обусловленных сингулярностью выражений (2) на линии вихря.

## 3. Флексоэлектрическая поляризация

В работах [8,9] выполнен квантовомеханический анализ возмущений электронных оболочек при сближении двух одинаковых атомов, не имеющих в основном состоянии мультипольных моментов, в частности, в [8] рассмотрены интересующие нас атомы <sup>4</sup>He. Если расстояния между атомными ядрами  $R$  намного больше радиуса электронной оболочки, то учет в энергии взаимодействия оболочек диполь-квадрупольных членов приводит к появлению на атомах дипольных моментов, которые имеют одинаковые абсолютные значения  $d_{a2}(R) \sim R^{-4}$  и направлены в противоположные стороны вдоль прямой, соединяющей ядра. Для атомов <sup>4</sup>He при расстояниях между ними  $R = a_0 = 3,7$  Å, которые соответствует средней атомной плотности жидкого гелия, из результатов работ [8,9] следует оценка

$$d_0 = d_{a2}(R = a_0) \approx (4 \cdot 10^{-4} \text{ Å}) e. \quad (4)$$

В макроскопических объемах однородной изотропной жидкости после усреднения по случайным и быстро флуктуирующим атомным конфигурациям нескомпенсированный дипольный момент на отдельном атоме отсутствует. Однако при наличии в жидкости возмущений, которым присуща неоднородная и анизотропная атомная структура (в частности квантованных вихрей), взаимная поляризация атомов может быть одним из механизмов появления электрической и магнитной активности этих возмущений. Эффект такого типа ранее был описан в статье [13], где предсказана спонтанная поляризация квантованных вихрей в одной из сверхтекучих фаз жидкого <sup>3</sup>He (по аналогии с жидкими кристаллами такая поляризация названа флексоэлектрическим эффектом). В этой жидкости вихри имеют в корах стабильные трехатомные асимметричные конфигурации, и взаимная поляризация атомных пар приводит к появлению нескомпенсированного дипольного момента вдоль линии вихря. Авторы работы [8] считают, что столь же сильная асимметрия атомных конфигураций возможна и в микроскопических вихревых кольцах в He II, вследствие чего эти возмущения также могут иметь нескомпенсированные дипольные моменты, ориентированные вдоль направления их импульсов.

Взаимная поляризация атомов приводит к появлению нескомпенсированного среднего дипольного момента на отдельном атоме, если он находится в жидкости с макроскопически неоднородной атомной плотностью  $n(\mathbf{r}) \neq n_0$  [8]. Такой дипольный момент можно также назвать флексоэлектрическим, он будет

направлен вдоль градиента плотности  $\nabla n(\mathbf{r})$  и пропорционален его величине. В жидкости со слабо неоднородной плотностью, когда изменение межатомного расстояния  $a(\mathbf{r})$  связано с изменением плотности  $n(\mathbf{r})$  соотношением  $\nabla n(\mathbf{r}) = -3a_0^{-4} \nabla a(\mathbf{r})$ , флексоэлектрический дипольный момент на атоме с координатой  $\mathbf{r}$  определяется формулой

$$\mathbf{d}_a^{(f)}(\mathbf{r}) = \frac{4}{3} d_0 a_0^4 \nabla n(\mathbf{r}). \quad (5)$$

Согласно формулам (3) и (5), квантованный вихрь в He II должен иметь флексоэлектрическую поляризацию, которая качественно подобна инерционной поляризации (2):

$$\mathbf{d}_a^{(f)}(\mathbf{r}) = \frac{8d_0 a_0 r_0^2}{3r^3} \boldsymbol{\nu}, \quad r \gg r_0. \quad (6)$$

Однако  $d_a^{(f)} \gg d_a^{(i)}$ : сравнение (5) и (2) приводит к оценке  $d_a^{(f)} \approx 2 \cdot 10^2 d_a^{(i)}$  (для He II  $\alpha = 2 \cdot 10^{-25} \text{ см}^3$ ,  $m \approx 7 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ ,  $Z = 2$ ).

Таким образом, атомы, вовлеченные в азимутальное движение вокруг линии вихря, приобретают спонтанную поляризацию  $\mathbf{d}_a = \mathbf{d}_a^{(i)} + \mathbf{d}_a^{(f)} \approx \mathbf{d}_a^{(f)}$ . Так как распределения дипольных моментов  $\mathbf{d}_a^{(i)}(r)$  и  $\mathbf{d}_a^{(f)}(r)$  вокруг линии вихря идентичны, то все сформулированные ранее в работе [6] качественные заключения о электрической активности вихрей сохраняются. Но количественные оценки для параметров, характеризующих такую активность, следует скорректировать, учитывая преимущественную роль флексоэлектрического эффекта.

Спонтанный дипольный момент отдельного атома в вихре имеет весьма малую величину по сравнению с характерными значениями для поляризованных молекул (порядка  $e \cdot 1 \text{ \AA}$ ), если исключить из рассмотрения ближайшую окрестность линии вихря  $r \leq r_i$ , где  $r_i \approx 1 \text{ \AA}$  — характерный радиус его сердцевины [11,12]). Согласно формуле (6) и оценке (4),  $d_a(r = r_i) \approx d_0 \approx e(4 \cdot 10^{-4} \text{ \AA})$ . Вместе с тем эта величина намного больше известного физике минимального значения (например, в физике элементарных частиц обсуждается дипольный момент нейтрона, который имеет величину порядка  $e \cdot 10^{-17} \text{ \AA}$  [14]).

Интегральный спонтанный дипольный момент у вихря в He II отсутствует, и роль главной характеристики его электрической активности играет линейная плотность квадрупольного момента  $\bar{q}$  [6]. Учет в формулах работы [6] флексоэлектрического эффекта приводит к следующему выражению для этой величины:

$$\bar{q} = 4\pi \int_0^{r_e} n(r) d_a(r) r^2 dr = \frac{32\pi d_0 r_0^2}{3a_0^2} \ln \frac{r_e}{r_0}, \quad r_e \gg r_0; \quad (7)$$

здесь  $r_e$  — внешний радиус вихря. Отметим, что спонтанный квадрупольный момент вихря не зависит от его знака.

#### 4. Спонтанная магнитная поляризация вихря

При вихревом течении (1) в жидкости возникает не только электрическая, но и магнитная поляризация. В отдельно взятом атоме-диполе на расстоянии  $r$  от линии вихря положительные и отрицательные заряды движутся с одинаковой угловой скоростью  $\omega_s(r) = r^{-1} v_s(r)$ , но имеют различные значения линейной скорости  $\mathbf{v}_a^{(\pm)}(r)$ . Выберем в качестве координаты атома радиус-вектор центра масс его электронной оболочки  $\mathbf{r}_a^{(-)} = \mathbf{r}$ , тогда для ядра  $\mathbf{r}_a^{(+)} = \mathbf{r} + \mathbf{u}_a(r)$ , а линейные скорости зарядов равны:

$$\mathbf{v}_a^{(-)} = \pm [\mathbf{s} \times \boldsymbol{\nu}] \omega_s(r) r, \quad \mathbf{v}_a^{(+)} = \pm [\mathbf{s} \times \boldsymbol{\nu}] \omega_s(r) t(r + u_a). \quad (8)$$

Согласно определению магнитного момента системы дискретных зарядов [15], отдельный атом-диполь в вихре имеет магнитный момент

$$\boldsymbol{\mu}_a = \frac{Ze}{2c} \{ [\mathbf{r}_a^{(+)} \times \mathbf{v}_a^{(+)}] - [\mathbf{r}_a^{(-)} \times \mathbf{v}_a^{(-)}] \},$$

где  $c$  — скорость света. Учитывая малую величину смещения  $u_a$  центра электронной оболочки относительно ядра, в первом приближении получим:

$$\boldsymbol{\mu}_a(r) = \pm s c^{-1} d_a(r) v_s(r). \quad (9)$$

Магнитный момент вихря является суммой  $\boldsymbol{\mu}_V = \sum \boldsymbol{\mu}_a$  по всем атомам в вихре. Переходя от суммирования к интегрированию с атомной плотностью  $n(r)$ , учитывая однородность и цилиндрическую симметрию всех величин по отношению к линии вихря, а также соотношения (1), (3) и (6), окончательно получим:

$$\boldsymbol{\mu}_V = \pm s \bar{\mu} L, \quad (10)$$

$$\bar{\mu} = \frac{2\pi}{c} \int_0^{r_e} n(r) d_a(r) v_s(r) r dr = \frac{8\pi \hbar d_0}{3c m a_0^2}, \quad r_e \gg r_0;$$

здесь  $L$  — длина линии вихря, а параметр  $\bar{\mu}$  определяет линейную плотность магнитного момента вихря. Отметим, что магнитный момент направлен вдоль линии вихря, его знак зависит от знака вихря, а величина пропорциональна длине вихревой линии.

Спонтанная магнитная поляризация вихря, как и электрическая, является весьма слабым эффектом. Количественное представление о величине этого эффекта можно получить, выразив  $\bar{\mu}$  в единицах ядерного магнетона  $\mu_N = e\hbar / 2cm_p$  ( $m_p$  — масса протона) или магнетона Бора  $\mu_B = e\hbar / 2cm_e$  ( $m_e$  — масса электрона). Для He II  $m \approx 4m_p \approx 7 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ , следовательно,

$$\bar{\mu} \approx 10^4 \mu_N (\text{см}^{-1}) \approx 6 \mu_B (\text{см}^{-1}). \quad (11)$$

Следует отметить, что максимальную электрическую и магнитную активность проявляют атомы в сердцевине вихря, поэтому количественные оценки имеют неопределенность, связанную с неопределенностью физического смысла и численного значения параметра  $r_0$  в формулах (3) и (6).

Вихрь как источник магнитного поля эквивалентен тонкому соленоиду: он несет в себе некоторый магнитный поток  $\Phi_V$ , а конец вихревой линии создает в окружающем пространстве неоднородное магнитное поле  $\mathbf{H}(\mathbf{R})$ , где  $\mathbf{R} = s\mathbf{z} + \mathbf{r}$  — трехмерный радиус-вектор в системе координат с осью  $z$  вдоль линии вихря и началом отсчета на его конце. Для достаточно длинного вихря в основном приближении по параметру  $r_0/L \rightarrow 0$  можно считать, что намагниченность сосредоточена на его линии, и малый элемент этой линии имеет магнитный момент  $d\mu_V = s\bar{\mu} dz$ . Используя известную формулу [15] для магнитного поля, создаваемого таким моментом, запишем распределение поля вокруг конца вихревой линии  $z < 0$  в виде интеграла

$$\mathbf{H}(\mathbf{R}) = \pm \bar{\mu} \int_{-\infty}^0 dz' \frac{3(z-z')[\mathbf{s}(z-z') + \mathbf{r}] - \mathbf{s}[(z-z')^2 + r^2]}{[(z-z')^2 + r^2]^{5/2}}. \quad (12)$$

Вычисление интеграла приводит к формуле

$$\mathbf{H}(\mathbf{R}) = \pm \bar{\mu} \frac{\mathbf{R}}{R^3}, \quad \mathbf{R} = s\mathbf{z} + \mathbf{r}. \quad (13)$$

Таким образом, конец достаточно длинной вихревой линии, как и открытый конец тонкого длинного соленоида, эквивалентен так называемому магнитному монополю [14]: он создает магнитное поле с напряженностью  $\mathbf{H}(\mathbf{R})$ , которая описывается законом Кулона (13), а параметр  $\pm \bar{\mu}$  играет роль магнитного заряда монополя. Из закона сохранения числа силовых линий магнитного поля следует равенство потока  $\Phi_V$  через поперечное сечение вихря потоку поля (13) через любую сферическую поверхность  $4\pi R^2$  вокруг его конца:

$$\Phi_V = \pm 4\pi \bar{\mu} = \pm \frac{32\pi^2 \hbar d_0}{3c m a_0^2}. \quad (14)$$

Если в ячейке с He II возбудить некоторое число  $k = 1, 2, 3, \dots$  прямолинейных вихрей одного знака, то ячейка приобретает магнитный момент  $\mu = k\mu_V$  и соответствующий ему магнитный поток  $\Phi = k\Phi_V$ . Величина  $\Phi_V$  играет роль кванта спонтанного магнитного потока, связанного с вихревым движением сверхтекучей жидкости. Поэтому  $\Phi_V$  можно назвать вихревым флюксоидом, который соответствует кванту циркуляции сверхтекучей скорости.

В литературе очень часто обсуждается физическая аналогия между вихрями в сверхтекучей жидкости и вихрями сверхпроводящего тока в металлическом сверхпроводнике, помещенном во внешнее магнитное поле (вихри Абрикосова) [16]. Возбуждение отдельного вихря Абрикосова сопровождается проникновением в сверхпроводник кванта магнитного потока  $\Phi_e = \pi \hbar c e^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$  (электронный флюксоид). Сравнение вихревого и электронного флюксоидов приводит к оценке

$$\Phi_V \approx 4 \cdot 10^{-12} \Phi_e \approx 10^{-18} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2. \quad (15)$$

Стандартный эксперимент с He II в цилиндрическом сосуде высотой и диаметром 1 см при его вращении с частотой в несколько оборотов за секунду позволяет возбудить число вихрей одного знака  $k \sim 10^5$ . В этом случае на ячейке должен появляться магнитный момент  $\mu \sim 10^5 \mu_B$  и магнитный поток  $\Phi \sim 10^{-13} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ .

У автора нет уверенности, что точность магнитных измерений в современной экспериментальной физике достаточна для регистрации столь малой макроскопической намагниченности или отдельных магнитных монополей на поверхности гелия. Но с точки зрения фундаментальной физики конденсированного состояния вещества магнитная поляризация вихря представляет интерес как один из примеров макроскопических квантовых эффектов.

Автор благодарен М.И. Каганову и М.А. Стржемечному за полезные дискуссии и советы при обсуждении рассмотренной в статье задачи.

1. А.С. Рыбалко, *ФНТ* **30**, 1321 (2004).
2. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, *ФНТ* **31**, 820 (2005).
3. А.М. Косевич, *ФНТ* **31**, 50 (2005).
4. L.A. Melnikovsky, <http://www.arxiv.org/abs/cond-mat/0505102>, v. 3.
5. В.Д. Нацик, *ФНТ* **31**, 1201 (2005).
6. В.Д. Нацик, *ФНТ* **33**, 1319 (2007).
7. Э.А. Пашицкий, С.М. Рябченко, *ФНТ* **33**, 12 (2007).
8. В.М. Локтев, М.Д. Томченко, *ФНТ* **34**, 337 (2008).
9. A.D. Growell, *J. Chem. Phys.* **61**, 3485 (1974).
10. И.М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1971).
11. С. Паттерман, *Гидродинамика сверхтекучей жидкости*, Мир, Москва (1978).
12. W.I. Glaberson and R.J. Donnelly, *Structure, Distribution and Dynamics of Vortices in Helium II*, *Prog. in Low Temp. Phys. IX*; D.F. Brewer (ed.), Elsevier Sci., Publ. B.V. (1986).
13. Г.Е. Воловик, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 169 (1984).
14. Л.Б. Окунь, *Физика элементарных частиц*, Наука, Москва (1984).
15. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория поля*, Физматгиз, Москва (1962).
16. П. Ле Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).

## Magnetic polarization of the quantized vortices in He II

V.D. Natsik

The weak magnetic polarization of a quantized vortex in a superfluid Bose liquid is considered, the polarization being due to mutual electric polarization of atoms and non-uniform distribution of atomic density in the vortex core. The rectilinear one-quantum vortex carries a magnetic moment that is directed along the vortex line and is proportional to

its length. The linear magnetization density and the corresponding magnetic flux quantum (vortical fluoid) are related directly to the quantum of velocity circulation of the superfluid flow in the vortex. Numerical estimations of the effect are given for vortices in He II.

PACS: 67.25.D– Superfluid phase;  
67.25.dk Vortices and turbulence.

Keywords: superfluid helium, quantum vortices, polarization, dipole moment, magnetic moment.