<u>ΥCΠΕΧИ ΦИЗИЧЕСКИХ НАУК</u>

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Эффект Саньяка в сверхтекучих жидкостях

Е. Вароко, Г. Вароко

Обсуждаются вопросы интерпретации эффекта Саньяка в случае экспериментов с пучками холодных атомов и со сверхтекучими жидкостями. Рассматривается широко распространенное заблуждение, касающееся неверной трактовки эффекта Саньяка для сверхтекучей жидкости.

PACS numbers: 03.30. + p, 03.75. - b, 42.81.Pa

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200802k.0217

В этом письме мы хотим рассмотреть некоторые проблемы интерпретации экспериментов, связанных с эффектом Саньяка и проводимых с пучками холодных атомов и со сверхтекучими жидкостями. В частности, мы намереваемся опровергнуть нижеследующее замечание Малыкина относительно этих последних, сделанное им в остальном весьма обстоятельном и полном обзоре, посвященном эффекту Саньяка [1]:

"Здесь следует отметить, что инерциальные свойства волн (а точнее говоря, волновых пакетов) используются в таких гироскопических приборах, как волновые твердотельные гироскопы, а также гироскопы, принцип действия которых основан на макроскопических квантовых свойствах сверхтекучего гелия. Эти устройства наряду с маятником Фуко и механическими гироскопами являются датчиками углового положения в пространстве, в то время как устройства, принцип действия которых основан на эффекте Саньяка... являются датчиками угловой скорости. В этом заключается принципиальное различие устройств, использующих свойство физических тел или волновых пакетов сохранять свою ориентацию в пространстве, и устройств, использующих эффект

Несмотря на довольно хорошую изученность вопроса, обзор Малыкина все же нуждается в некотором дальнейшем пояснении и комментариях [2, 3]. Здесь мы хотим отметить, что вопреки приведенному выше замечанию сверхтекучие интерферометры действительно измеряют абсолютные угловые скорости платформ, на которых они расположены. Но, что еще более важно, мы также попытаемся обсудить довольно широко распространенное заблуждение (см., например, [1, 2, 4]), что сверхтекучие датчики вращения, в отличие от гироскопов на атомных пучках, не основаны на тех же эффектах

Е. Вароко. CEA-Saclay/DSM/DRECAM/SPEC

91191 Gif-sur-Yvette, France

Г. Вароко. Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique UMR 8501 du CNRS Campus Polytechnique, RD128 – 91129 Palaiseau, France

Статья поступила 27 июня 2007 г.

квантовой интерференции, что и эффект Саньяка для световых волн.

Эффект Саньяка сейчас уже не является объектом чисто академического интереса, направленного на доказательство (или опровержение, как полагали некоторые, включая самого Саньяка) основ теории относительности. Теперь этот эффект работает в приборах повседневного использования, таких как кольцевые лазерные гироскопы в инерциальных системах наведения и системе глобального позиционирования.

Для этих целей эффект достаточно хорошо понят [5– 8]. В классическом учебнике Ландау и Лифшица [5] вращающаяся система отсчета, реализованная, например, движущимися по орбитам спутниками, несущими атомные часы, Землей или вращающимися платформами, на которых размещены интерферометры, рассматривается как ускоренная система отсчета с точки зрения общей теории относительности. В таких системах отсчета, описываемых метрикой

$$-ds^{2} = g_{00} d(x^{0})^{2} + 2g_{0i} dx^{0} dx^{i} + g_{ii} d(x^{i})^{2},$$

часы могут быть синхронизованы в бесконечно близких точках временны́м сдвигом $dt = -g_{0i} dx^i/g_{00}$. Если часы перемещаются по замкнутому контуру Γ в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью Ω , то результирующий временной сдвиг [5, § 89] выражается в виде

$$\Delta t = \frac{1}{c} \oint_{\Gamma} \frac{g_{0i} \, \mathrm{d}x^{i}}{-g_{00}} = \oint_{\Gamma} \frac{(\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) \, \mathrm{d}\mathbf{r}}{c^{2} - (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r})^{2}} \approx \frac{2}{c^{2}} \, \mathbf{\Omega} \, \mathbf{S} \,, \tag{1}$$

где S — площадь (векторная) области, ограниченной контуром Γ . Временна́я задержка (1) между показаниями перемещаемых часов и часов, покоящихся на вращающейся платформе, лежит в основе эффекта Саньяка. Такой точки зрения уже много лет назад придерживались Ланжевен [9] и другие [1].

Для световых волн с частотой *ω* соответствующий фазовый сдвиг равен

$$\Delta \varphi = \omega \,\Delta t = \frac{4\pi \,\mathbf{\Omega} \mathbf{S}}{\lambda c} \,, \tag{2}$$

где λ — длина волны в вакууме, $\lambda = 2\pi c/\omega$.

Обычно формулы (1) и (2) для оптических интерференционных экспериментов выводят в рамках специальной теории относительности, используя преобразования Лоренца для перехода в систему движущихся часов или волн (см., например, [1, 2]). Справедливость формул (1) и (2) была детально подтверждена в многочисленных интерференционных экспериментах начиная с ранних опытов Саньяка в 1913 г. и в опытах с переносом атомных часов, что обсуждается, например, в работах [10, 11].

Новые физические системы, к которым применимы те же идеи, что и к исходному эксперименту Саньяка, начали изучаться в последние 20 лет, когда стало возможным разделять пучки частиц, а затем вновь сводить их вместе, вызывая их интерференцию. Были сконструированы интерферометры с использованием нейтронов и электронов, а в последнее время атомных пучков и сверхтекучих жидкостей. Вместе с этими экспериментальными достижениями появились и альтернативные объяснения самого эффекта.

Рассмотрим сначала случай частиц — электронов, нейтронов или атомов, описываемых локализованными волновыми пакетами с медленно меняющейся общей фазой φ . Эти волновые пакеты можно рассматривать в квазиклассическом приближении — тогда фаза связана с классическим действием: $\varphi = S/\hbar$. Действие может быть вычислено во вращающейся системе отсчета, как это сделано, например, в работах [12, 13]. Функция Лагранжа свободной частицы с массой *m* и радиусомвектором **r**, движущейся со скоростью **v** в системе отсчета, которая вращается с угловой скоростью Ω , имеет вид

$$\mathcal{L}(\mathbf{r},\mathbf{v}) = \frac{m}{2} v^2 + m \mathbf{\Omega} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) + \frac{m}{2} (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r})^2.$$
(3)

Ограничимся случаем медленных вращений, которые можно считать малым возмущением. Тогда действие определяется интегрированием функции Лагранжа (3) вдоль невозмущенной траектории частицы, на которой скорость v постоянна. В первом порядке по $\Omega r/c$ можно пренебречь последним членом в правой части (3), тогда выражение для действия сводится к

$$S = \int_{\Gamma} \mathrm{d}t \, \mathcal{L}(\mathbf{r}(t), \mathbf{v}(t)) = m\mathbf{\Omega} \int_{\Gamma} \mathrm{d}t \, \left[\mathbf{r}(t) \times \mathbf{v}(t)\right]. \tag{4}$$

Так как $\mathbf{v}(t) = d\mathbf{r}(t)/dt$, то последний интеграл в (4) — это удвоенная площадь области, ограниченной контуром Γ . Для замкнутого пути изменение фазы волнового пакета при обходе вокруг области с площадью **S** равно

$$\Delta \varphi = \frac{m}{\hbar} \mathbf{\Omega} \oint_{\Gamma} \mathbf{r} \times d\mathbf{r} = \frac{m}{\hbar} 2 \mathbf{\Omega} \mathbf{S} \,. \tag{5}$$

Формула (5) описывает фазовый сдвиг Саньяка для массивных частиц, полученный в рамках полностью нерелятивистского кинематического подхода.

Теперь перейдем к гелиевым жидкостям. Инерционные свойства сверхтекучих жидкостей являлись предметом многочисленных исследований [14]. Эти свойства определяются параметром порядка, который ведет себя как макроскопическая волновая функция с хорошо определенной фазой φ . Сверхтекучая скорость пропорциональна градиенту фазы:

$$\mathbf{v}_{\mathrm{s}} = \frac{\hbar}{m} \, \nabla \varphi \,, \tag{6}$$

где *m* равняется массе атома, m_4 , для ⁴Не или массе куперовской пары¹, $2m_3$, для ³Не-В. Никаким добавлением калибровочного поля к φ это выражение не может быть преобразовано для вращающейся системы отсчета; оно справедливо только в инерциальных системах.

Если сверхтекучая жидкость заполняет сосуд в форме тора, то непрерывность фазы приводит к квантованию циркуляции скорости вдоль замкнутого контура Γ , охватывающего тор, в *инерциальной системе отсчета*²,

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{v}_{\mathrm{s}} \,\mathrm{d}\mathbf{r} = \frac{\hbar}{m} \oint_{\Gamma} \nabla \varphi \,\mathrm{d}\mathbf{r} = n\kappa \,, \tag{7}$$

где $\kappa = 2\pi\hbar/m$ — квант циркуляции, n — целое число.

Это квантовое свойство сверхтекучих жидкостей было экспериментально продемонстрировано на примере вращения тороидального сосуда. Как показано Гессом и Фэрбенком [16], при сверхтекучем переходе спонтанно возникают состояния с циркуляцией, квантованной в инерциальной системе отсчета. В частности, может существовать состояние с нулевой циркуляцией, n = 0, так называемое состояние Ландау. Сверхтекучая жидкость при этом совсем не чувствует движения сосуда, она покоится по отношению к удаленным звездам, т.е. движется относительно стенок сосуда.

При конечной температуре в жидкости появляется нормальная, несверхтекучая компонента, образованная термически возбужденными элементарными возбуждениями, фононами и ротонами для ⁴Не, термическими квазичастицами и квазидырками для ³Не. Как показали Реппи и Лейн [17], при изменении температуры, т.е. сверхтекучей плотности, сохраняется циркуляция сверхтекучей скорости (7), а не угловой момент, связанный с движением сверхтекучей компоненты.

Вращающаяся сверхтекучая жидкость — это не просто классическая идеальная жидкость с угловым моментом; квантование циркуляции накладывает более сильное ограничение, оно устойчиво к таким возмущениям, как движение границ и изменение температуры, что показано в упомянутых выше и многих других экспериментах. Эти свойства основываются на равенстве (6) и непрерывности квантовой фазы в объеме сверхтекучей жидкости. Именно это и приводит к эффекту Саньяка.

В системе отсчета, вращающейся с абсолютной угловой скоростью Ω , сверхтекучая скорость преобразуется как $\mathbf{v}'_{\rm s} = \mathbf{v}_{\rm s} - \mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}$ и условие квантования циркуляции (7) принимает вид

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{v}'_{s} \, \mathrm{d}\mathbf{r} = \oint_{\Gamma} (\mathbf{v}_{s} - \mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) \, \mathrm{d}\mathbf{r} = n\kappa - 2\,\mathbf{\Omega}\,\mathbf{S}\,. \tag{8}$$

¹ Случай анизотропной фазы 3He-A более сложен, так как градиенты вектора I, оси орбитальной анизотропии, также дают вклад в правую часть формулы (6).

² Для реального сосуда с конечным сечением циркуляция средней скорости возникает из *усреднения* циркуляций по различным контурам, вклад в которые могут давать запиннингованные вихри и текстуры [15]. Это усреднение может приводить к постоянному, неквантованному вкладу в полную фазу, но такой фазовый сдвиг не важен для данного обсуждения.

Последний член в правой части (8) дает неквантованную добавку к циркуляции во вращающейся системе отсчета, зависящую от вектора скорости вращения Ω . Эта циркуляция приводит к фазовому сдвигу $\Delta \varphi = (m/\hbar) 2 \Omega S$, который, если его измерить приборами джозефсоновского типа, позволяет непосредственно получить абсолютную скорость Ω вопреки утверждению в [1], процитированному выше. Поэтому сверхтекучие измерители вращения в [15] — это гирометры, а не гироскопы.

Разность фаз, появляющаяся вследствие (8), — это в точности тот же самый фазовый сдвиг (5), возникающий для частиц с массой *m* из-за эффекта Саньяка. Это не просто формальное совпадение: приложенное вращение воздействует на фазу атомного волнового пакета в атомно-интерференционном эксперименте точно так же, как и на фазу сверхтекучей макроскопической волновой функции в тороидальном сосуде.

Если мы теперь вспомним о корпускулярно-волновом дуализме и введем длину волны де Бройля $\lambda_{\rm B} = 2\pi\hbar/(mv)$ частицы с массой *m* и скоростью *v*, то формула (5) преобразуется в

$$\Delta \varphi = \frac{4\pi \,\mathbf{\Omega} \,\mathbf{S}}{\lambda_{\mathrm{B}} v} \,. \tag{9}$$

Для фотонов в вакууме v = c, и мы возвращаемся к (2).

Во вращающейся материальной среде, например в стеклянном волокне кольцевого гироскопа, простое равенство (2) не выполняется. Необходимо рассмотреть волны, распространяющиеся как в направлении вращения, так и в противоположном направлении для того, чтобы устранить влияние преломляющих свойств среды (см., например, обсуждение в [18]). Тогда принцип взаимности гарантирует сокращение вкладов запаздывающего распространения световых сигналов в противоположных направлениях вдоль одного и того же пути. При этом остается только разница показаний часов (1).

Другие примеры подобного сокращения вкладов волн, идущих навстречу друг другу, обсуждаются Малыкиным [1] (см. также [2]). В экспериментах с пучками массивных частиц отклоняющие устройства, действующие как зеркала, вводят дополнительные фазовые сдвиги, которые также необходимо учитывать. К этому же приводит воздействие гравитационных и электромагнитных полей. Поэтому каждый конкретный эксперимент требует отдельного рассмотрения (см. [19] для опытов с электронами и [20] для опытов с атомами). В большинстве случаев оказывается, что выполняются формулы (1) и (9) для эффекта Саньяка.

Подчеркнем, что во всех интерферометрических экспериментах с массивными частицами выполняется (9), так что все они относятся к одному классу. И сверхтекучая жидкость не является исключением. До сих пор здесь имелась единственная экспериментальная ситуация, с полем волн материи, когерентным на всей длине заданного контура, но ясно, что уже в ближайшее время эксперименты, связанные с эффектом Саньяка, будут проведены с бозе-конденсатами ультрахолодных атомов. Необходимая для этого техника почти готова [21]. Можно будет осуществлять интерференцию атома данного сорта с самим собой или изучать коллективные эффекты. В первом случае — в экспериментах с атомными пучками — каждый отдельный атом интерферирует сам с собой после обхода вдоль одного из плеч вращающегося интерферометра. Во втором случае бозеконденсат почти покоится между двумя берегами джозефсоновского контакта, где он интерферирует сам с собой. Интерференционная картина возникает из-за перекрытия макроскопических волновых функций на одной стороне контакта со слабо связанной частью, которая "вытекает" с его другой стороны. Никакого концептуального различия между экспериментами в случае сверхтекучей жидкости и экспериментами с частицами нет. Поэтому мы имеем, с одной стороны, массивные частицы и волны материи, а с другой — световые сигналы, часы и фотоны.

Формула (9) для фазового сдвига Саньяка в случае массивных частиц многократно подтверждена классическими экспериментами с куперовскими парами [22], нейтронами [23, 24], электронами в вакууме [12, 19] и атомными пучками [25–27]. Для сверхтекучего гелия та же формула объясняет результаты, полученные в [15, 28, 29]. Тем не менее соотношение (9) заметно отличается от формулы (2) как количественно, множителем $mc^2/\hbar\omega \sim 10^{10}-10^{11}$, так и качественно, поскольку при выводе (9) не использовалась эйнштейновская теория относительности.

Существует несколько эквивалентных способов восстановить явную релятивистскую инвариантность для массивных частиц и сверхтекучих жидкостей.

Можно [30, 31] вывести выражение (3) для функции Лагранжа с дополнительными вращательными членами, исходя непосредственно из полного общековариантного релятивистского описания волн материи. Квантовое поле частиц является решением уравнения типа Дирака (или Прока, или уравнения более высокого порядка). Во вращающейся системе отсчета нетривиальная метрика появляется из-за гамма-матриц Дирака, а их разложение по малой скорости приводит в конце концов к функции Лагранжа, обобщающей (3). Вращательные члены в этой функции — это прямое отражение влияния локальной пространственно-временной кривизны на фазу квантового поля. Эффект Саньяка для световых волн имеет то же физическое происхождение.

В релятивистском случае член, соответствующий кинетической энергии, в функции Лагранжа (3) для слабовзаимодействующих частиц заменяется членом $-mc^2(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ (см. [19, 25, 32]). Если ввести частоту ω , такую, что $\hbar\omega = mc^2$, то можно формально переписать (2) в виде (9), т.е. массивные и безмассовые частицы, действительно, могут быть рассмотрены единым образом. Это утверждение недавно было вновь проверено разными способами для массивных частиц целым рядом авторов [2, 4, 33] и для сверхтекучего гелия Воловиком [34].

Для сверхтекучих жидкостей мы можем применить и более прямой подход. Можно построить релятивистскую двухжидкостную модель, в которой обычная гидродинамика Ландау сверхтекучей жидкости дополняется учетом лоренц-инвариантности, как это было сделано в работе [35]. Инвариантная циркуляция скорости, являющаяся обобщением (7), имеет вид

$$\int_{\Xi} \{ v_0' \, \mathrm{d}x^0 + v_i' \, \mathrm{d}x^i \} = n\kappa \,, \tag{10}$$

где (v'_0, v'_i) — 4-вектор скорости во вращающейся системе отсчета $(c^2 + \mathbf{v}'_n \mathbf{v}'_s, -\mathbf{v}'_s)$. Поскольку и скорость нормаль-

$$\oint_{\Gamma} v'_i \, \mathrm{d}x^i = n\kappa + \int \frac{c^2 g_{0i}}{g_{00}} \, \mathrm{d}x^i = n\kappa - \frac{2}{c^2} \, \mathbf{\Omega} \mathbf{S} \,, \tag{11}$$

чем и устанавливается связь между подходами, основанными на физике сверхтекучей жидкости и физике релятивистских частиц. Этот вывод показывает, что эффект, описываемый формулами (2) и (9), — один и тот же, несмотря на количественные и качественные различия, отмеченные выше.

Таким образом, синхронизованные по Эйнштейну часы обеспечивают стандарт времени, который позволяет определить разности фаз во всех рассмотренных физических системах. Как это резюмировал Д.М. Гринбергер [36, гл. IX], для нейтронной интерферометрии, "как видно, фазовый сдвиг (во вращающемся интерферометре) вызван тем, что часы идут с разной скоростью вдоль путей, по которым распространяются разные пучки".

Ясно, что в низкотемпературных экспериментах, даже проводимых с холодными атомами или нейтронами, не могут быть измерены релятивистские поправки к формуле (9), выведенной для массивных частиц. Наблюдение фазовых сдвигов Саньяка в этих экспериментах означает, что нет необходимости ссылаться на специальную или общую теории относительности. При выводе формулы (9) фактически вообще не используется теория Эйнштейна. В нерелятивистском пределе, когда $c \to \infty$, формула (2) для фазового сдвига остается неизменной. С другой стороны, эксперименты с часами и световыми волнами, в которых отсутствует масса покоя, являются полностью релятивистскими. Рассмотрение часов, связанных с системой покоя частиц, дает полностью ковариантный формализм для описания эффекта Саньяка, хотя непосредственно и не нужный для описания лабораторных наблюдений, однако позволяющий взглянуть на различные физические системы с общей точки зрения.

Мы надеемся, что прояснили физику экспериментов с эффектом Саньяка для случая сверхтекучих жидкостей. Как и для опытов с атомами, нейтронами и электронами, для экспериментов со сверхтекучими жидкостями выполняется формула (1), когда правильно осуществлен переход к измерению времени. У них есть общая черта с экспериментами по переносу часов, которая заключается в том, что, когда определены правильные переменные — сверхтекучая фаза или показания часов, то эти переменные подчиняются уравнениям (1) и (9) вдоль любого выбранного пути, вне зависимости от его деталей. Здесь реализуется также важный предельный случай "гигантских" волн материи, близкий к границе между квантовыми системами и классическими идеальными жидкостями, когда тем не менее существует квантовая фаза, что необходимо для появления в этих системах фазовых сдвигов, квантования циркуляции и джозефсоновских интерференционных картин.

Таким образом, можно сделать следующие выводы: 1) эффект Саньяка описывается наиболее простым образом в случае сверхтекучих жидкостей, поскольку фаза параметра порядка является макроскопически определенной и непосредственно измеряемой величиной [15, 28, 29]; 2) экспериментальные проявления эффекта могут заметно различаться для разных систем, но единый релятивистский формализм основан на переносе часов — когда с массивными квантовыми частицами, сверхтекучими жидкостями, волнами или часами связывают их собственные системы отсчета времени, как отмечалось ранее многими авторами (например [32, 36, 37]).

Мы благодарим Алена Комте, Тьери Жоликера, Тони Леггетта и Льва Питаевского за содержательные дискуссии, а также Пертти Хаконена за полезные замечания.

Список литературы

- Малыкин Г Б УФН 170 1325 (2000) [Malykin G B Phys. Usp. 43 1229 (2000)]
- Rizzi G, Ruggiero M L, in *Relativity in Rotating Frames* (Fundamental Theories of Physics, Vol. 135, Eds G Rizzi, M L Ruggiero) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004) p. 179; http://digilander. libero.it/solciclos/; *Gen. Rel. Grav.* 35 1745, 2129 (2003)
- Малыкин Г Б УФН 172 969 (2002) [Malykin G B Phys. Usp. 45 907 (2002)]
- 4. Nandi K K, Zhang Y-Z Phys. Rev. D 66 063005 (2002)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М Теория поля (М.: Наука, 1988) [Landau L D, Lifshitz E M The Classical Theory of Fields (Oxford: Pergamon Press, 1971)]
- 6. Chow W W et al. Rev. Mod. Phys. 57 61 (1985)
- 7. Stedman G E *Rep. Prog. Phys.* **60** 615 (1997)
- Ashby N Living Rev. Rel. 6 Irr-2003-1 (2003); http://www.livingreviews.org/Irr-2003-1
- Langevin P C.R. Acad. Sci. (Paris) 173 831 (1921); 200 48 (1935); 205 304 (1937); http://gallica.bnf.fr
- 10. Post E J Rev. Mod. Phys. **39** 475 (1967)
- 11. Малыкин Г Б УФН 167 337 (1997) [Malykin G B Phys. Usp. 40 317 (1997)]
- 12. Hasselbach F, Nicklaus M Phys. Rev. A 48 143 (1993)
- 13. Storey P, Cohen-Tannoudji C J. Phys. II (France) 4 1999 (1994)
- 14. Leggett A J Rev. Mod. Phys. 71 S318 (1999)
- Avenel O, Varoquaux E *Czech. J. Phys.* 46 (Suppl. 6) 3319 (1996);
 Avenel O, Hakonen P, Varoquaux E *Phys. Rev. Lett.* 78 3602 (1997)
- 16. Hess G B, Fairbank W M Phys. Rev. Lett. 19 216 (1967)
- 17. Reppy J D, Lane C T Phys. Rev. 140 A106 (1965)
- Arditty H J, Lefèvre H C Opt. Lett. 6 401 (1981); also in Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Ed. S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 44; Lefèvre H C, Arditty H J Appl. Opt. 21 1400 (1982)
- 19. Neutze R, Hasselbach F Phys. Rev. A 58 557 (1998)
- Bordé C J C.R. Acad. Sci. IV (France) 2 509 (2001); Metrologia 39 435 (2002); Antoine Ch, Bordé Ch J J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 5 S199 (2003)
- 21. Bongs K, Sengstock K Rep. Prog. Phys. 67 907 (2004)
- 22. Zimmerman J E, Mercereau J E Phys. Rev. Lett. 14 887 (1965)
- Werner S A, Staudenmann J-L, Colella R *Phys. Rev. Lett.* 42 1103 (1979); Werner S A *Class. Quantum Grav.* 11 A207 (1994)
- 24. Staudenmann J-L et al. Phys. Rev. A 21 1419 (1980)
- 25. Riehle F et al. Phys. Rev. Lett. 67 177 (1991)
- 26. Lenef A et al. Phys. Rev. Lett. 78 760 (1997)
- Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046 (1997); Gustavson T L, Landragin A, Kasevich M A *Class. Quantum Grav.* **17** 2385 (2000)
- Schwab K, Bruckner N, Packard R E Nature 386 585 (1997); Bruckner N, Packard R J. Appl. Phys. 93 1798 (2003)

- Mukharsky Y, Avenel O, Varoquaux E Physica B 284-288 287 (2000); Mukharsky Yu, Avenel O, Varoquaux E Phys. Rev. Lett. 92 210402 (2004); Avenel O, Mukharsky Yu, Varoquaux E J. Low Temp. Phys. 135 745 (2004)
- Anandan J, Suzuki J, quant-ph/0305081 (2003); also in *Relativity in Rotating Frames* (Fundamental Theories of Physics, Vol. 135, Eds G Rizzi, M L Ruggiero) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004) p. 361
- 31. Hendricks B H W, Nienhuis G Quantum Opt. 2 13 (1990)
- 32. Anandan J Phys. Rev. D 24 338 (1981)

- Ryder L H, Mashhoon B, in *The Ninth Marcel Grossmann Meeting*, *Rome*, 2-8 June 2000 Vol. 1 (Eds G Gurzadyan, R T Jantzen, R Ruffini) (River Edge, NJ: World Scientific, 2002) p. 486; gr-qc/ 0102101
- 34. Volovik G E *The Universe in a Helium Droplet* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2003) Ch. 31
- Лебедев В В, Халатников И М ЖЭТФ 83 1601 (1982) [Lebedev V V, Khalatnikov I M Sov. Phys. JETP 56 923 (1982)]; Carter B, Khalatnikov I M Phys. Rev. D 45 4536 (1992)
- 36. Greenberger D Rev. Mod. Phys. 55 875 (1983)
- 37. Dieks D M, Nienhuis G Am. J. Phys. 58 650 (1990)

Sagnac effect in superfluid liquids

E. Varoquaux CEA-Saclay/DSM/DRECAM/SPEC 91191 Gif-sur-Yvette, France G. Varoquaux Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique UMR 8501 du CNRS Campus Polytechnique, RD128 – 91129 Palaiseau, France

The interpretation of the Sagnac effect is re-examined in the context of recent cold atomic beam and superfluid experiments. A widespread misconception concerning the understanding of this effect in a superfluid liquid is discussed.

PACS numbers: 03.30. + p, 03.75. - b, 42.81.Pa

Bibliography — 37 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk 178 (2) 217-221 (2008)

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200802k.0217

Received 27 June 2007

Physics-Uspekhi 51 (2) (2008)