

29. Ивченко Е Л, Пикус Г Е *Письма в ЖЭТФ* **27** 640 (1978) [Ivchenko E L, Pikus G E *JETP Lett.* **27** 604 (1978)]
30. Ивченко Е Л *УФН* **172** 1461 (2002) [Ivchenko E L *Phys. Usp.* **45** 1299 (2002)]
31. Ivchenko E L, Ganichev S D, in *Spin Physics in Semiconductors* (Ed. M I Dyakonov) (Berlin: Springer, 2008) p. 245
32. Аронов А Г, Ивченко Е Л *ФТТ* **15** 231 (1973) [Aronov A G, Ivchenko E L *Sov. Phys. Solid State* **15** 160 (1973)]
33. Glazov M et al. *Phys. Rev. B* **82** 155325 (2010)
34. Greilich A et al. *Science* **313** 341 (2006)
35. Yugova I A et al. *Phys. Rev. B* **80** 104436 (2009)
36. Haken H *Light Vol. 2 Laser Light Dynamics* (Amsterdam: North-Holland, 1985) [Хакен Г *Лазерная светодинамика* (М.: Мир, 1988)]
37. Джюев Р И и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 766 (1997) [Dzhioev R I et al. *JETP Lett.* **65** 804 (1997)]
38. Аверкиев Н С и др. *ФТТ* **23** 3117 (1981) [Averkiev N S et al. *Sov. Phys. Solid State* **23** 1815 (1981)]

PACS numbers: 72.25.Hg, 72.25.Pn, 72.25.Rb, 73.63.Hs
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208h.0876

Спиновый транспорт в гетероструктурах

Л.Е. Голуб

1. Введение. Спиновые расщепления

В отсутствие внешнего магнитного поля электронные состояния могут быть расщеплены по спину, если в системе нет центра пространственной инверсии. Причиной этих спиновых расщеплений является спин-орбитальное взаимодействие. Простейший пример нецентросимметричной среды представляет собой поверхность. Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия в полубесконечной среде имеет вид, предложенный Рашибой [1, 2]:

$$H_{\text{so}} = \alpha(\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{n}. \quad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор, составленный из матриц Паули, \mathbf{k} — волновой вектор электрона, α — некоторое число, \mathbf{n} — единичный вектор нормали к поверхности. Спин-орбитальное взаимодействие такого вида имеет место в различных нецентросимметричных полупроводниках, металлах и сверхпроводниках.

Помимо взаимодействия (1), в гетероструктурах, выращенных из нецентросимметричных полупроводников (например, GaAs), существует другое взаимодействие — Дрессельхауз. Гамильтонианы любого взаимодействия такого типа имеют вид $H_{\text{so}} \propto \sigma_i k_j, \sigma_i k_j k_l k_m$, и их удобно представить в зеемановском виде

$$H_{\text{so}} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \Omega(\mathbf{k}). \quad (2)$$

Здесь эффективная ларморова частота $\Omega(\mathbf{k})$ — псевдовектор, нечётный по \mathbf{k} . Спиновое расщепление $\Delta_{\text{so}}(\mathbf{k}) = \hbar |\Omega(\mathbf{k})|$. Направления $\Omega(\mathbf{k})$ в \mathbf{k} -пространстве для взаимодействия Рашибы обозначены стрелками на рис. 1а. В реальных гетероструктурах существуют расщепления обоих видов. В результате их интерференции

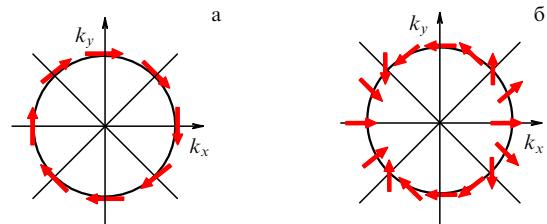


Рис. 1. Эффективное магнитное поле $\Omega(\mathbf{k})$ для электронов (а) и поляритонов (б).

подавляется спиновая релаксация электронов для одной из ориентаций спина в плоскости структуры, выращенной вдоль направления [001], если величины полей Рашибы и Дрессельхауза равны [3–5]. На основе этих идей была предложена модель спинового транзистора, в котором реализуется диффузионный спиновый транспорт [6].

2. Слабая локализация электронов и экситонных поляритонов

Одно из транспортных явлений, в котором ярко выражены спиновые расщепления, — эффект слабой локализации. Слабая локализация — это усиление рассеяния назад, возникающее из-за интерференции падающей и рассеянной волн. Волна может проходить систему рассеивателей различными путями, и среди этих путей есть особый класс — траектории с самопересечением, т.е. содержащие петлю. Траектории с обходом петли по часовой стрелке и против неё учитываются независимо, а фазы, набираемые волной при прохождении этих траекторий, совпадают. В результате волны, отражённые после прохождения двух таких траекторий, интерферируют и вероятность прохождения сквозь систему рассеивателей уменьшается по сравнению с результатом классического расчёта. Такое уменьшение прохождения носит характер локализации, хотя и имеет место для свободно распространяющихся частиц. Поэтому вышеописанное явление — усиление рассеяния назад — получило название *слабой локализации*.

Поскольку электроны обладают волновыми свойствами, эффект в небольшой мере имеет место и для них. В электронных системах слабая локализация проявляется в уменьшении проводимости по сравнению с классической величиной σ_{cl} , которую даёт теория Друде. Величина поправки к проводимости за счёт слабой локализации $\Delta\sigma_{WL} \sim (\lambda/l) \sigma_{\text{cl}}$, где λ — длина волны де Броиля, l — длина свободного пробега. В результате имеем $\Delta\sigma_{WL} \sim e^2/\hbar$ [7].

Поправка $\Delta\sigma_{WL}$ замечательна тем, что она чувствительна к классически-слабому магнитному полю, которое не приводит к существенной силе Лоренца. Зависимость от поля обусловлена тем, что фазы электронных волн, прошедших траекторию с самопересечением в двух противоположных направлениях, различаются на поток магнитного поля сквозь петлю. В результате интерференция волн разрушается полем, а проводимость возвращается к своему классическому значению, т.е. возрастает. Положительная магнитопроводимость или отрицательное магнетосопротивление наблюдаются в различных полупроводниках, металлах и гетероструктурах. Это магнетосопротивление ввиду его резкой зависимости от магнитного поля и температуры называется *аномальным*.

Наличие спиновых расщеплений, рассмотренных во введении, существенно меняет картину слабой локализации. Из рисунка 1а видно, что если спин следует за изменением эффективного поля Ω , то при обходе по часовой стрелке и против часовой стрелки электрон приобретает фазу (фазу Берри), равную $\pm\pi$. С учётом спина эта разница в знаке существенна, так как волновая функция электрона, рассеивающегося назад, отличается множителем $\pm i$ от падающей. В результате интерференция из конструктивной превращается в деструктивную, рассеяние назад не усиливается, а подавляется, поправка к проводимости положительна, а магнитное поле, разрушающее эту поправку, вызывает положительное магнетосопротивление. Поскольку всё противоположно бесспиновому случаю, такой режим носит название *слабой антилокализации*. В случае не слишком сильного спин-орбитального взаимодействия, когда A_{so} много меньше энергии Ферми, спин не успевает между рассеяниями полностью повернуться по полю Ω и магнетосопротивление носит знакопеременный характер, представляя собой кривую с максимумом.

Теория слабой локализации для гетероструктур со спиновыми расщеплениями Рашбы и Дрессельхауза (2), которая была построена в середине 1990-х годов [8], успешно описывала магнетосопротивление в доступных в тот момент низкоподвижных гетероструктурах [9]. Характерные магнитные поля, в которых наблюдалось аномальное магнетосопротивление, были много меньше "транспортного" поля, в котором магнитная длина становится равной длине свободного пробега: $B_{tr} = \hbar/(2el^2)$.

Однако с начала 2000-х годов стали появляться экспериментальные работы, в которых аномальное магнетосопротивление наблюдалось в полях $B \lesssim B_{tr}$. При описании теорией [8] извлекаемые подгоночные параметры не всегда были осмысленными. Особенно остро вопрос к теоретикам был сформулирован в работе [10], где демонстрировалось, что формулы из работы [8] описывают убывающую часть кривой магнитопроводимости одними подгоночными параметрами, а возрастающую часть — другими. Стало ясно, что для высокоподвижных гетероструктур требуется новое выражение для аномального магнетосопротивления, пригодное как для диффузионного, так и для баллистического режимов слабой антилокализации.

Новая теория была развита в работе [11]. При наличии спин-орбитального взаимодействия (2) электрон, находящийся до обхода петли в одном из спиновых состояний $|\alpha\rangle$, из-за поворотов спина в эффективном поле Ω после обхода находится, вообще говоря, в другом состоянии, $|\beta\rangle$. В соответствии с двумя возможными проекциями спина электрона на ось роста до и после обхода петли ($\alpha, \beta = \pm 1/2$) имеется четыре интерференционных вклада в проводимость. Удобно ввести суммарный момент электрона до и после обхода петли S и его проекцию на ось роста гетероструктуры m . Оказывается, что если электронные спиновые состояния до и после обхода петли формируют синглет ($S = 0, m = 0$), то интерференция является конструктивной, а если они образуют триплет ($S = 1, m = 0, \pm 1$) — то деструктивной. Поправка к проводимости рассчитывается методами функций Грина. В магнитном поле вероятность рассеяния назад вычисляется как функция номеров уровней Ландау N . В синглетном канале все уровни

Ландау вносят независимые вклады, а в триплетном вклады от разных уровней зацепляются. Например, в случае взаимодействия Рашбы независимые вклады вносят состояния (N, m) с одинаковыми $N + m$: $(N, 1)$, $(N + 1, 0)$ и $(N + 2, -1)$, а в случае взаимодействия Дрессельхауза — с одинаковыми $N - m$. В обоих случаях триплетный вклад в проводимость описывается следом матрицы третьего ранга [11]. Согласно новой теории минимум магнитопроводимости может находиться в полях, как больших, так и меньших поля B_{tr} . При $B \gg B_{tr}$ магнитопроводимость выходит на асимптотику

$$\Delta\sigma_{WL} = -0,25 \sqrt{\frac{B_{tr}}{B}} \frac{e^2}{\hbar}$$

при любой величине спин-орбитального взаимодействия.

Теория успешно описала экспериментальные данные по аномальному магнетосопротивлению в различных гетероструктурах [12, 13]. В обзоре [14] приведены результаты экспериментов, описанные теорией при различных температурах и концентрациях двумерных электронов.

В работе [15] рассмотрен случай анизотропного спинового расщепления, когда присутствуют оба вклада — и Рашбы, и Дрессельхауза. При этом вклады в $\Delta\sigma_{WL}$ от разных уровней Ландау не разбиваются на группы и триплетный вклад описывается матрицей бесконечного ранга. При кубическом по волновому вектору спиновом расщеплении, которое имеет место при высокой концентрации электронов, триплетный вклад формируется тройками состояний с одинаковыми $N + 3m$ [15]. Полученные выражения применимы и для квантовых ям дырочного типа, для которых спиновое расщепление также кубично по волновому вектору. Аномальное магнетосопротивление на дырочных гетероструктурах стало изучаться в последнее время сразу несколькими экспериментальными группами.

Явление слабой локализации заключается в интерференции волн, поэтому оно имеет место и для света. В гетероструктурах интерференцию света изучают в микрорезонаторах. В экспериментах по рэлеевскому рассеянию экситонных поляритонов наблюдается усиление рассеяния назад [16]. В поляризационно-разрешённых измерениях свет с различной поляризацией возбуждает различные поляритонные состояния. Их удобно описывать, введя вектор псевдоспина S , составленный из поляризационных параметров Стокса. Продольно-поперечное расщепление поляритонов описывается таким же гамильтонианом (2), что и спиновое расщепление электронов. Важным отличием является то, что эффективная ларморова частота поляритонов квадратична по их импульсу в плоскости микрорезонатора k . Её направления в k -пространстве приведены на рис. 1б. Из-за чётности $\Omega(k)$ фаза Берри — фаза, набираемая поляритоном при обходе петли, — равна 2π (при следовании псевдоспина за направлением Ω), а не π , как у электронов. Поэтому у поляритонов интерференция — конструктивная, рассеяние назад усиливается и имеет место локализация. В результате интенсивность рассеяния назад возрастает по сравнению с интенсивностью рассеяния на другие углы [17].

В поляризационно-разрешённых экспериментах можно по отдельности изучать рассеяние поляритонов с фиксированной проекцией псевдоспина. Этим поляритонная

система выгодно отличается от электронной, в которой измеряется только одна величина — проводимость, равная сумме синглетного и всех триплетных интерференционных вкладов. Оказывается, что для псевдоспина, ориентированного в плоскости микрорезонатора (линейная поляризация света), имеет место усиление интенсивности обратного рассеяния, а для псевдоспина вдоль оси роста (циркулярная поляризация) — провал в интенсивности рассеяния назад [18]. Если резонатор несимметричен, то появляется анизотропия продольно-поперечного расщепления для различных направлений \mathbf{k} в плоскости структуры и обратное рассеяние для двух линейных поляризаций различается. Более того, имеет место конверсия линейной поляризации в круговую за счёт интерференционных эффектов [18].

Наличие продольно-поперечного расщепления сказывается и на классической динамике поляризации в микрорезонаторах, в которых реализуется режим многократного упругого рассеяния света [19]. Для этого время упругого рассеяния поляритонов τ_1 должно быть много короче времени жизни τ_0 . Кинетика поляритонного псевдоспина описывается уравнением [17]

$$\frac{\mathbf{S}_k}{\tau_0} + \mathbf{S}_k \times \Omega(\mathbf{k}) + \frac{\mathbf{S}_k - \langle \mathbf{S}_k \rangle}{\tau_1} = \mathbf{g}_k. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{S}_k — псевдоспин поляритона с волновым вектором \mathbf{k} , угловые скобки означают усреднение по направлениям \mathbf{k} , \mathbf{g}_k — темп генерации в состояние \mathbf{k} . За счёт поворотов псевдоспина в поле $\Omega(\mathbf{k})$ происходит излучение циркулярно поляризованного света при возбуждении линейно поляризованным. Результаты экспериментов, обоснованные в [19] с помощью трудоёмких компьютерных расчётов, могут быть описаны такой кинетической теорией [18].

3. Спиновая ориентация электрическим током

Конверсия линейно поляризованного излучения в циркулярно поляризованное — частный случай более общего явления преобразования поступательного движения во вращательное. Примером такого явления в электронных системах является ориентация спина электрическим током.

Феноменологически появление спина \mathbf{s} при протекании электрического тока плотностью \mathbf{j} описывается равенством

$$s_i = Q_{im} j_m, \quad (4)$$

где \hat{Q} — псевдотензор второго ранга. Такое соотношение имеет место только в гиротропных средах. Несмотря на то что объёмные полупроводники типа GaAs не являются гиротропными, в гетероструктурах, выращенных практически из любых материалов, \hat{Q} имеет ненулевые компоненты. Симметрийный анализ показывает, что если гиротропия обусловлена структурной асимметрией системы (как и расщепление Рашбы), то спин ориентируется в плоскости структуры перпендикулярно току (рис. 2а). Отсутствие центра пространственной инверсии в объёмном материале (например, в GaAs) приводит, помимо расщепления Дрессельхайза, к возможности ориентации спина током. В этом случае эффект чувствителен к кристаллографическим осям. В A_3B_5 -гетероструктурах, выращенных вдоль кубической оси [001], ток ориентирует спин в плоскости, как это показано на

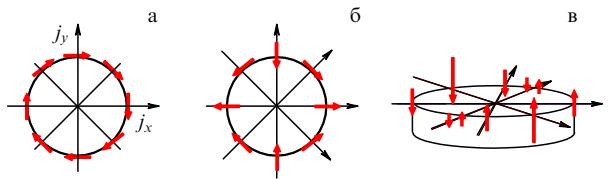


Рис. 2. Спиновая ориентация током в гетероструктурах (z — ось роста) с сильной структурной асимметрией (а) и в квантовых A_3B_5 -ямах с $z \parallel [001]$ (б) и $z \parallel [110]$ (в).

рис. 2б: если ток направлен вдоль осей [100], [010], то спин ему параллелен, а если ток направлен вдоль [110], [110], то спин ему перпендикулярен. В системах, выращенных вдоль направления [110], протекание тока вдоль оси [110] вызывает ориентацию спина вдоль оси роста (рис. 2в).

Экспериментально ориентация спина током исследована в гетероструктурах, выращенных из GaAs, InAs, ZnSe и GaN в различных кристаллографических направлениях [20–22].

Микроскопический механизм спиновой ориентации током связан со спин-орбитальным расщеплением (2). Во внешнем электрическом поле \mathbf{E} электронная система приобретает дрейфовый квазипульс $\mathbf{k}_{dr} = e\mathbf{E}\tau_{tr}/\hbar$, где τ_{tr} — транспортное время релаксации, определяющее подвижность. Наличие конечного квазипульса формально означает ненулевое спиновое расщепление $\Delta_{so}(\mathbf{k}_{dr}) = \hbar\Omega(\mathbf{k}_{dr})$, вызванное эффективным магнитным полем. В результате возникает спиновая поляризация, которая по аналогии с эффектом Зеемана может быть представлена в виде

$$s = -c \frac{\Delta_{so}(\mathbf{k}_{dr})}{\bar{E}}, \quad (5)$$

где \bar{E} — средняя энергия электронов, равная энергии Ферми или температуре соответственно в вырожденном и больцмановском случаях.

Постоянная c в реальном магнитном поле равнялась бы 1/4. При ориентации спинов электрическим током этот коэффициент также порядка единицы. Однако здесь проявляется разница между термодинамическим эффектом спиновой ориентации магнитным полем и кинетическим — электрической спиновой ориентации. В присутствии электрического поля электронное распределение в \mathbf{k} -пространстве смещается в каждой из спиновых веток, и с учётом спин-орбитального расщепления энергетического спектра распределения имеют вид, показан-

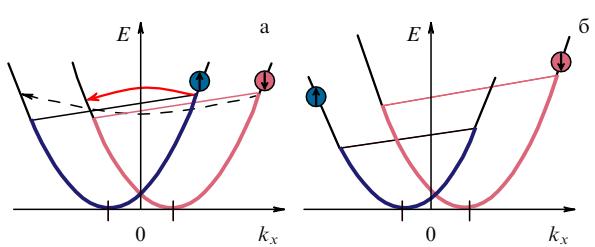


Рис. 3. Микроскопия электрической спиновой ориентации. (а) Заселённости спиновых подзон в присутствии электрического поля с учётом спин-орбитального расщепления, но без учёта процессов спиновой релаксации. Сплошная и штриховая стрелки обозначают процессы с переворотом спина, имеющие разную вероятность. (б) Распределение в спиновых подзонах в результате процессов спиновой релаксации.

ный на рис. 3а. Однако до тех пор пока не существует связь между спиновыми подсистемами, количество электронов со спинами вверх и вниз одинаково, т.е. средний спин не возникает. "Сообщение" между спиновыми подзонами осуществляется спиновая релаксация. На рисунке 3а стрелками показаны процессы с переворотом спина. Видно, что если вероятность рассеяния с переворотом спина зависит от переданного импульса, то будет происходить генерация спина: переходы из подзоны со спином вверх в подзону со спином вниз и обратные будут идти с разной интенсивностью. Однако и релаксация спина контролируется теми же процессами, поэтому в стационарное значение спина вероятность процессов переворота спина не входит. В результате верна формула (5), однако в большом количестве теоретических работ коэффициент c различен (в качестве обзора см. работу [23] и приведённые там ссылки). Различие связано с тем, что величина спиновой ориентации зависит от соотношения темпов спиновой и энергетической релаксации. Если процессы энергетической релаксации идут быстрее релаксации спина, то они быстро перемешивают спин между электронами с разными энергиями. Спиновое распределение по энергии в этом случае равновесно, однако $c = 1/2$, т.е. в два раза больше, чем в реальном магнитном поле. В обратном пределе медленной энергетической релаксации спин устанавливается при каждой энергии независимо. В результате $c = 1/4$, однако энергетическое распределение спина неравновесно [23]. В эксперименте процессы энергетической релаксации идут медленно при температурах 4–10 К, а при более высоких температурах энергетическая релаксация становится быстрее спиновой. При сопоставимых временах энергетической и спиновой релаксации коэффициент c лежит между 1/4 и 1/2.

Интересен случай симметрично легированных (110) квантовых ям. В таких системах симметрия разрешает ориентацию нормальной компоненты спина током, текущим вдоль оси [110], однако спиновое расщепление Рашбы равно нулю и спиновая релаксация по механизму Дьяконова – Переля отсутствует. Если учесть флуктуации положения легирующей примеси, то локально яма становится несимметричной, что приводит к флуктуациям спин-орбитального взаимодействия и включает спиновую релаксацию [24]. При этом оказывается возможной и спиновая ориентация током, но замечательно, что коэффициент c в формуле (5) становится функцией длины корреляции флуктуаций спин-орбитального поля [23]. Так же интересна кинетика спиновой ориентации током в такой системе, которая при медленной энергетической релаксации не моноэкспоненциальна [23].

Ещё одним классом систем, в которых возможна спиновая ориентация током, являются двумерные топологические изоляторы, реализующиеся, например, на поверхности трёхмерных соединений Bi_2Se_3 . Электронный спектр в таких системах является линейным по двумерному волновому вектору и описывается эффективным гамильтонианом (1). Важно, что в этом случае вклад (1) не является малой поправкой, поскольку квадратичные по k слагаемые отсутствуют. Спин в топологических изоляторах ориентируется перпендикулярно току, как показано на рис. 2а, а его величина $s = k_{\text{dr}}/(2k_F)$, где k_F — фермиевский волновой вектор [23].

Работа поддержана программами РАН, РФФИ и грантом Президента для молодых учёных.

Список литературы

1. Рашба Э И *ФТТ* **2** 1224 (1960) [Rashba E I *Sov. Phys. Solid State* **2** 1109 (1960)]
2. Рашба Э И *УФН* **84** 557 (1964) [Rashba E I *Sov. Phys. Usp.* **7** 823 (1965)]
3. Averkiev N S, Golub L E *Phys. Rev. B* **60** 15582 (1999)
4. Averkiev N S, Golub L E *Semicond. Sci. Technol.* **23** 114002 (2008)
5. Аверкиев Н С *УФН* **180** 777 (2010) [Averkiev N S *Phys. Usp.* **53** 742 (2010)]
6. Schliemann J, Egues J C, Loss D *Phys. Rev. Lett.* **90** 146801 (2003)
7. Altshuler B L, Aronov A G, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (Eds A L Efros, M Pollak) (Amsterdam: Elsevier, 1985) p. 1
8. Iordanskii S V, Lyanda-Geller Yu B, Pikus G E *Письма в ЖЭТФ* **60** 199 (1994) [*JETP Lett.* **60** 206 (1994)]
9. Knap W et al. *Phys. Rev. B* **53** 3912 (1996)
10. Studenikin S A et al. *Phys. Rev. B* **68** 035317 (2003)
11. Golub L E *Phys. Rev. B* **71** 235310 (2005)
12. Guzenko V A et al. *Phys. Status Solidi C* **3** 4227 (2006)
13. Yu G et al. *Phys. Rev. B* **78** 035304 (2008)
14. Glazov M M, Golub L E *Semicond. Sci. Technol.* **24** 064007 (2009)
15. Глазов М М, Голуб Л Е *ФТП* **40** 1241 (2006) [Glazov M M, Golub L E *Semiconductors* **40** 1209 (2006)]
16. Gurioli M et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 183901 (2005)
17. Glazov M M, Golub L E *Phys. Rev. B* **77** 165341 (2008)
18. Glazov M M, Golub L E *Phys. Rev. B* **82** 085315 (2010)
19. Amo A et al. *Phys. Rev. B* **80** 165325 (2009)
20. Ganichev S D et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **300** 127 (2006); cond-mat/0403641
21. Silov A Yu et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 5929 (2004)
22. Sih V et al. *Nature Phys.* **1** 31 (2005)
23. Golub L E, Ivchenko E L *Phys. Rev. B* **84** 115303 (2011)
24. Glazov M M, Sherman E Ya, Dugaev V K *Physica E* **42** 2157 (2010)

PACS numbers: 47.27.Gs, 47.35.Pq, 68.03.Kn
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208i.0879

Кинетическая и дискретная турбулентность на поверхности квантовой жидкости

Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников,
А. А. Левченко, И. А. Ремизов, С. В. Филатов

1. Введение

Волновой турбулентностью называется неравновесное состояние системы взаимодействующих нелинейных волн, в котором области накачки энергии и её диссипации значительно разнесены по шкале волновых векторов. Турбулентное состояние характеризуется направленным потоком энергии P в k -пространстве. Волновые турбулентные состояния реализуются во многих нелинейных системах, например в плазме [1], магнитных системах твёрдых тел [2], а также на поверхности морей и океанов [3]. В наших экспериментах мы исследуем турбулентность в системе капиллярных волн, где основную роль играет поверхностное натяжение. Волны на поверхности воды с длиной волны более 17 мм принято считать гравитационными, а с меньшей длиной — капиллярными.

Частота ω капиллярных волн на поверхности жидкости определяется величиной волнового вектора k и также

Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, И. А. Ремизов, С. В. Филатов. Институт физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл., РФ
E-mail: levch@issp.ac.ru