РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА РАН

На правах рукописи

Левченко Александр Алексеевич

ДИНАМИЧЕСКИЕ И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ И В ОБЪЕМЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВОДОРОДА

специальность

01.04.07. – физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Черноголовка 2003

Институт физ..к.л тьердого тела РАН БИБЛИОТЕКА

3
13
15
15
26
31
43
43
45
48
52
57
62
64
64
67
71
74
84
87
87
92
96
97
99
99
103
108
100
111
113
118

5.7. Заключение	123
Глава 6. Движение зарядов в твердом водороде	125
6.1. Времяпролетная методика измерений скорости движения зарядов	
в твердом водороде	125
6.2. Движение зарядов в образцах твердого водорода переменного	
орто-парасосотава	133
6.3. Диффузия зарядов в твердом водороде и дейтерии	137
6.4. Диффузия отрицательных зарядов и вакансий в кристаллах	
параводорода	141
6.5. Обсуждение	142
6.6. Заключение	161
Основные результаты и выводы	162
Список цитированной литературы	166
Список основных публикаций по диссертации	171

Общая характеристика работы

<u>Актуальность проблемы.</u>

Заряды, инжектированные в конденсированный гелий и водород, открыли новые экспериментальные возможности, и за последние 30 лет исследования их свойств составили целое направление в физике конденсированного состояния. Особо плодотворными оказались исследования взаимодействия зарядов с поверхностью жидкости. К достоинству этой квазидвумерной системы зарядов следует отнести уникальность проявляемых ею свойств и чистоту физической картины взаимодействия зарядов с поверхностью и между собой. Это делает такие исследования особо привлекательными.

Взаимодействие зарядов с поверхностью жидкости определяет в большей мере их подвижность при низких температурах, а также изменяет динамические и статические свойства самой поверхности [1]. Известно, что заряженная плоская поверхность жидкости во внешнем электрическом поле, приложенном перпендикулярно поверхности, теряет устойчивость в полях выше некоторого критического значения [2]. Дальнейшее поведение наблюдений. заряженной поверхности зависит ОТ условий При фиксированной плотности зарядов, меньшей максимально достижимой в данном поле, можно наблюдать явление реконструкции, заключающееся в образовании статической деформации на поверхности. Для слабо заряженной поверхности жидкого гелия наблюдается возникновение многозарядных лунок [3] отдельных с характерными размерами сравнимыми с капиллярной длиной. С повышением концентрации зарядов реализуется иная ситуация - на поверхности возникает луночный кристалл [4].

В случае полной экранировки поверхностными зарядами приложенного электрического поля стационарную реконструкцию

заряженной поверхности жидкости ранее не наблюдали. Более того, экспериментальные данные свидетельствовали 0 невозможности стационарной реконструкции при условиях выполненных уже экспериментов. Однако недавно наблюдения на возможность стационарного состояния реконструированной заряженной поверхности при полной компенсации зарядами приложенного электрического поля для тонкой пленки указывалось в теоретической работе [5]. Таким образом, экспериментальная реализация нового реконструированного состояния заряженной поверхности представлялось очень интересной.

Взаимодействующие капиллярные волны на поверхности жидкости представляют собой систему для изучения турбулентности. Теория слабой турбулентности была развита в конце 60-х годов прошлого столетия [6]. Однако. несмотря на значительное число экспериментальных исследований по нелинейной динамике поверхностных волн, было опубликовано лишь несколько сообщений об экспериментальных наблюдениях изотропных спектров капиллярных волн на поверхности воды, результаты которых могут быть сравнены с предсказаниями теории [7-9].

В данной диссертации представлены результаты нелинейных капиллярных волн исследований поверхности на К жидкого водорода. достоинствам жидкого водорода в экспериментах по турбулентности нужно отнести относительно низкую величину коэффициента кинематической вязкости и большое значение коэффициента нелинейности капиллярных волн. Это позволяет наблюдать турбулентный режим в широком частотном диапазоне. Кроме того, благодаря малой плотности, на поверхности жидкого водорода можно возбуждать колебания внешней силой во много раз меньшей, чем для воды. Это обстоятельство оказалось определяющим при использовании методики, в которой волны на поверхности возбуждаются электрическими

силами. Проведенные эксперименты показали, что поверхность жидкого водорода можно зарядить инжектированными зарядами, удерживать заряды вблизи поверхности в течение длительного времени, а также возбуждать поверхностные при помощи волны переменного электрического поля. Важным достоинством этой методики ДЛЯ наблюдения капиллярной турбулентности является возможность воздействия внешней силой непосредственно на поверхность жидкости, полностью исключая объем, а также высокая степень практически изотропности возбуждающей силы, что позволило проводить изучение турбулентности в хорошо контролируемых экспериментальных условиях и обоснованно сравнивать экспериментальные результаты с выводами теории.

Как и кристаллы твердого гелия, кристаллы твердого водорода, выращенные при малых давлениях, являются квантовыми [10]. В квантовом кристалле при высоких температурах наряду с классическим термоактивированным механизмом в диффузии дефектов возможно проявление подбарьерного квантового туннелирования. Впервые это явление было обнаружено при изучении диффузии примеси ³Не в кристаллах ⁴Не [11]. При низких температурах и низкой концентрации примеси движение примесных атомов описывается в рамках модели квазичастиц – примесонов с узкой зоной, и коэффициент диффузии не зависит от температуры. В кристаллах водорода впервые переход от термоактивированного перескока из узла в узел к собственному зонному движению примесной частицы был наблюден при ЯМР исследованиях диффузии молекул изотопической примеси HD в твердом параводороде р-H2 [12].

Естественно было предположить [13], что с понижением температуры может происходить делокализация точечных дефектов иной природы - тепловых вакансий. Вакансии сильно взаимодействуют между собой

упругими полями при высоких температурах и свободно движутся по кристаллу при низких температурах. Однако, до сих пор вопрос о соотношении между классическим и квантовым механизмами диффузии вакансий в квантовых кристаллах остается открытым. Связано это с тем, что прямые наблюдения за движением вакансий в кристаллах ⁴He и p-H₂ затруднительны. Методы ЯМР спектроскопии здесь неприменимы, так как вакансии в кристаллах ⁴He и p-H₂ не имеют магнитного момента в отличие от атомов примеси ³He в ⁴He и молекул HD в p-H₂.

Как показали исследования [10,14], в кристаллах в качестве пробных частиц могут быть использованы заряженные комплексы (заряды), которые возникают в кристалле под действием радиоактивного облучения. Первая попытка наблюсти движение зарядов в твердом водороде была неудачной [15]. В работе [16], где в качестве источника зарядов использовался проникающий извне пучок заряженных частиц, впервые была измерена подвижность отрицательных зарядов с понижением температуры. Однако из-за сильного захвата зарядов в объеме образцов измерения были выполнены в узком интервале температур и с невысокой точностью.

Таким образом, прежде чем использовать заряды в качестве пробных частиц для изучения свойств вакансий, предстояло выполнить систематические исследования температурных и полевых зависимостей скорости движения положительных и отрицательных зарядов в твердом водороде. Особенно интересным представлялось сравнить экспериментальные данные по изучению движения зарядов в кристаллах водорода и гелия и на основании этого предложить модель, описывающую движение зарядов в квантовых кристаллах.

Цели и задачи работы.

В цели диссертационной работы входило в экспериментальное изучение явления реконструкции заряженной поверхности жидкого водорода в электрическом поле, свойств линейных и нелинейных волн на заряженной поверхности жидкого водорода, а также особенностей движения зарядов в объеме конденсированного водорода.

Для достижения указанных целей работы потребовалось решить следующие задачи:

- Исследование особенностей движения инжектированных зарядов в жидком водороде.
- Исследование особенностей прохождения инжектированных зарядов через поверхность раздела жидкий водород-пар. Определение структуры зарядов разных знаков.
- Разработка методики создания заряженного слоя под поверхностью жидкого водорода. Разработка методики визуального наблюдения за эволюцией профиля поверхности и измерения отклонения поверхности от равновесного значения.
- Изучение устойчивости заряженной поверхности жидкого водорода в условиях полной экранировки зарядами перпендикулярно приложенного электрического поля. Поиск явления стационарной реконструкции.
- Построение фазовой диаграммы реконструированного состояния заряженной поверхности. Изучение особенностей эволюции формы заряженной капли в электрическом поле.
- 6. Разработка методики возбуждения и регистрации колебаний на заряженной поверхности жидкого водорода. Обоснование методики восстановления корреляционной функции по измерению мощности отраженного от колеблющейся поверхности лазерного луча.
- 7. Измерение спектра малых колебаний заряженной поверхности в перпендикулярном электрическом поле.

- Исследование капиллярной турбулентности на поверхности жидкого водорода. Поиск Колмогоровского спектра в распределения энергии по частотам волн.
- 9. Исследование частотной зависимости парной корреляционной функции отклонений поверхности от равновесия при возбуждении поверхности на одной или двух резонансных частотах, а также шумом на низкой частоте.
- 10.Исследование особенностей движения инжектированных зарядов в образцах твердого водорода и дейтерия. Поиск проявления квантовых эффектов в диффузии зарядов в совершенных кристаллах водорода.

Научная новизна и практическая значимость работы.

- Впервые выполнены исследования движения инжектированных зарядов в объеме жидкого водорода и дейтерия при разных давлениях. Исследовано прохождение зарядов через границу раздела жидкость-пар. Определена структура инжектированных зарядов.
- 2. Впервые выполнены исследования явления реконструкции заряженной поверхности жидкого водорода в условиях полной экранировки зарядами на поверхности приложенного перпендикулярно электрического поля. Изучен переход заряженной поверхности из плоского в новое реконструированное состояние с ростом напряженности электрического поля.
- Разработана методика возбуждения и регистрации поверхностных волн на заряженной поверхности жидкого водорода. Измерен спектр колебаний заряженной поверхности тонкого слоя жидкого водорода.
- 4. Впервые исследована турбулентность капиллярных волн на поверхности жидкого водорода при различных режимах возбуждения поверхностных колебаний и измерена граничная частота верхнего края инерционного интервала. Определена частотная зависимость парной корреляционной

функции для отклонений поверхности от плоского состояния в широком интервале частот и при разных видах накачки.

5. Впервые выполнены систематические экспериментальные исследования движения инжектированных зарядов в кристаллах твердого водорода и дейтерия. Изучено влияние ортопримеси на коэффициент диффузии зарядов в параводороде. Исследовано движение зарядов в образцах твердого водорода и дейтерия, выращенных при разных давлениях, в широком интервале температур.

Полученные в работе результаты по движению зарядов могут быть применены при развитии фундаментальных представлений о движении заряженных наночастиц в конденсированных средах. Наблюдение впервые реконструкции эквипотенциально заряженной поверхности жидкости в условиях полной экранировки электрического поля открывает новый круг обсуждавшихся. задач, ранее подробно не Экспериментальное подтверждение теории слабой турбулентности выводов имеет практическое значение, так как модели, развитые на основе этой теории, широко используются, например, в прогнозировании погоды.

Положения, выносимые на защиту.

- Экспериментальное доказательство существования в жидком водороде отрицательных зарядов двух разных структур: отрицательно заряженные ионные кластеры и электронные пузырьки.
- Экспериментальное наблюдение перехода в устойчивое реконструированное состояние заряженной поверхности тонкого слоя жидкого водорода при условии полной экранировки зарядами приложенного перпендикулярно электрического поля.
- 3. Создание методики возбуждения и регистрации колебаний на заряженной поверхности жидкого водорода, а также восстановления корреляционной

функции по измерению мощности отраженного от колеблющейся поверхности лазерного луча.

- Результаты исследований изменений спектра колебаний заряженной поверхности тонкого слоя жидкого водорода с ростом напряженности приложенного перпендикулярно электрического поля.
- 5. Экспериментальное наблюдение Колмогоровского спектра в распределении энергии капиллярных волн по шкале частот.
- 6. Обнаружение влияния условий накачки на частотную зависимость парной корреляционной функции отклонений поверхности от равновесия.
- 7. Экспериментальное наблюдение граничной частоты верхнего края инерционного интервала, в котором наблюдается Колмогоровский спектр.
- Результаты исследований диффузии зарядов в широком интервале температур, давлений и концентрации ортопримеси в кристаллах водорода. Обнаружение сильного влияния орто-парасостава на скорость движения зарядов разных знаков.
- Экспериментальное наблюдение изменения механизма движения вакансий: от классического термоактивированного перескока к квантовому подбарьерному туннелированию.

<u>Личный вклад автора.</u>

Материал, представленный в диссертации получен при непосредственном участии автора в постановке задач исследований, в выполнении экспериментов и в обсуждении полученных результатов. Представленная диссертационная работа выполнена в лаборатории квантовых кристаллов ИФТТ РАН в период с 1988 г. по 2003 г.

Апробация работы.

Материалы диссертации докладывались и обсуждались на следующих конференциях и совещаниях:

- 25, 26 Всесоюзное совещание по физике низких температур, Ленинград,
 1988; Донецк, 1990

- 30-32 Всероссийское совещание по физике низких температур, Москва,
 1996; Дубна, 1998; Казань, 2000

The 19-23 International Conference on Low Temperature Physics, Brighton,
UK, 1990; Prague, Chech Rep., 1996; Helsinki, Finland, 1999; Osaka, Japan,
2002

- The 1-4 International Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals, Alma-Ata, Kazakhstan, 1995; Polanica-Zdroj, Poland, 1997; Szklarska Poreba, Poland, 1999; Munich, Germany, 2002

- International Symposium on Quantum Fluids and Solid, Pen-State, USA, 1992; Konstanz, Cermany, 2001

- I, II Pan-Pacific International Workshop, Tokio, Japan, 1998; San-Diego, USA, 2001

- I-3 Международная конференция по физике низких температур в условиях микрогравитации, Черноголовка, Россия, 1997, 1999, 2002

Работы, вошедшие в диссертацию, были выполнены при частичной поддержке проекта Минпромнауки «Поверхность», проекта «ТМ-17» программы «НАУКА-НАСА» и INTAS, проект № 2001-0618.

Я благодарю профессора Межова-Деглина Леонида Павловича за научное руководство моей работой, когда я был молодым научным работником, за его значительное и плодотворное участие в наших совместных экспериментах в последние годы и за добрую, товарищескую атмосферу, которую он создал в лаборатории квантовых кристаллов. Я очень признателен Владимиру Николаевичу Хлопинскому за его вклад в создание многого экспериментального оборудования и за помощь в подготовке экспериментов. Спасибо ближайшим коллегам - сотрудникам ЛКК, Колмакову Г.В. и Бражникову М.Ю., с которыми я трудился последние годы и у которых я многому научился. Спасибо Ефимову В.Б. за

его здоровый оптимизм, который не давал мне расслабиться во время неудач. Я благодарен всем моим друзьям и коллегам, с которыми я неоднократно обсуждал проблемы, меня волновавшие.

Предисловие.

Заряды, инжектированные в объем конденсированного водорода, представляют интерес для исследователя с одной стороны как уникальный объект для изучения их структуры и механизмов движения пробных частиц в квантовой среде, а с другой стороны, как инструмент для изучения поверхностных и объемных свойств жидкого и твердого водорода.

Все работы, выполненные в рамках данной диссертации, объединены логикой развития эксперимента по мере накопления научных данных и формирования новых задач. Однако для удобства изложения результаты работы представлены по темам исследований, а не в хронологическом порядке.

В Главе 1 дано введение в предмет исследования. Описаны основные экспериментальные и теоретические результаты исследований свойств инжектированных зарядов в конденсированном водороде и гелии. Рассмотрена заряженная поверхность жидкого водорода В перпендикулярном электрическом поле. Дано представление о явлении реконструкции заряженной поверхности. Определено понятие турбулентного состояния в системе капиллярных волн и сформулирована основная задача науки о турбулентности.

Определена основная цель исследований и описаны конкретные экспериментальные задачи, которые решались в рамках диссертационной работы

В Главе 2 приведены результаты исследований движения зарядов в жидком водороде и через границу раздела жидкость-пар. Обсуждается структура инжектированных зарядов и механизмы их прохождения через поверхность.

Глава 3 посвящена исследованию статических свойств заряженной поверхности жидкого водорода. В этих экспериментах инжектированные

заряды используются для создания заряженного слоя под поверхностью жидкого водорода, и исследуется устойчивость такой заряженной поверхности и ее реконструкция в перпендикулярном электрическом поле.

Глава 4 посвящена изучению спектра колебаний заряженной поверхности жидкого водорода в перпендикулярном электрическом поле. Исследовано изменение спектра с ростом напряженности электрического поля.

В Главе 5 приводятся результаты изучения турбулентности капиллярных волн на заряженной поверхности жидкого водорода. В этих экспериментах инжектированные заряды используются для создания пространственно изотропной силы, возбуждающей нелинейные волны. Такие эксперименты возможно было выполнить только с жидким водородом вследствие малой величины его плотности и только используя инжектированные заряды.

В Главе 6 представлены результаты экспериментов по подробному изучению особенностей движения зарядов в твердом водороде. В этой главе инжектированные заряды используются уже как инструмент для изучения движения вакансий в кристаллах твердого водорода.

В Заключении перечислены основные результаты работы и сформулированы выводы.

Глава 1. Введение. Основные представления о предмете исследований.

1.1. Заряды в жидком и твердом водороде.

Инжектированные заряженные частицы в конденсированной среде криогенных газов представляют интересный объект для исследований в силу разнообразия их структур и механизмов движения [17]. Повидимому, водород, как и гелий, являются наиболее заманчивыми для экспериментов, так как обладают уникальными свойствами: рекордная чистота по отношению к примесям, низкая температура конденсации и затвердевания, низкая плотность, наличие устойчивого изотопа [18].

Существует несколько методов инжекции зарядов В конденсированный водород: холодная эмиссия с тонкого острия, установленного в объеме водорода; проникающий извне пучок заряженных частиц; В-излучение радиоактивного источника, помещенного в жидкость или в кристалл. Источником зарядов во всех наших работах служила титано-тритиевая мишень, которая излучает β-частицы со средней энергией ≈ 5 КэВ и максимальной 18 КэВ. Под действием излучения в слое водорода толщиной около 10 мкм у поверхности конденсированного источника образуется плазма из положительно и отрицательно заряженных частиц. Знак зарядов, извлекаемых из плазмы в объем исследуемой жидкости (или кристалла), определяется полярностью электрического напряжения, приложенного между мишенью и пластиной, которые составляют плоской конденсатор.

Жидкий и твердый водород представляет собой бесцветное прозрачное вещество с коэффициентом диэлектрической проницаемости $\varepsilon \approx 1,25$ при температуре около 15К [19]. Водород обладает отрицательным сродством к свободному электрону. По этой причине инжектированный электрон не может быть захвачен молекулой H₂ и вынужден двигаться между ними в конденсированном водороде. Так как амплитуда нулевых

колебаний электрона в жидкости довольно велика, он расталкивает окружающие его молекулы и локализуется внутри пузырька [16,20].

Впервые теоретическая оценка радиуса электронного пузырька R_ была выполнена Феррелом [21]. Полная энергия электронного пузырька W является суммой энергии электрона в сферической яме и энергии поверхностного натяжения. С учетом работы против внешнего давления P энергию W можно записать как

$$W = (\pi h^2 / 2mR^2) + 4\pi \alpha R^2 + 4\pi R^3 P / 3$$

m – масса свободного электрона, α - коэффициент поверхностного натяжения. Радиус пузырька при нулевом давлении находится из условия минимума полной энергии,

$$R^4 = (\pi h^2 / 8m\alpha).$$

Оценка показывает, что при температуре жидкого водорода около 15К радиус электронного пузырька составляет, R₋ ≈10Å.

Положительный заряд, по аналогии с гелием, - это кластер, состоящий из молекулярного иона H_2^+ , который окружен слоем твердого водорода. Радиус сферы R_+ можно оценить из равенства давления затвердевания P_s избыточному поляризационному давлению P_e (модель Аткинса [22]),

$$P_{e} = p_{0} e^{2} / (2 v_{H} r^{4})$$
$$R^{4}_{+} = p_{0} e^{2} / (2 v_{H} P_{s}),$$

где р₀ – поляризуемость молекулы водорода приблизительно равная

 $1 \cdot 10^{-24}$ см³, е – заряд электрона, v_H – эффективный объем на одну молекулы жидкого водорода, v_H $\approx 4.4 \, 10^{-23}$ см³ при температуре T=14K. Оценка дает величину радиуса комплекса R₊ около 45 ангстрем, что много больше радиуса электронного пузырька. Казалось бы, это означает, что электронный пузырек должен быть окружен толстой коркой отвердевшего водорода, т.е. обладать сложной структурой.

Кроме положительно заряженных ионов в конденсированном водороде возможно существование и отрицательных ионов, таких как H⁻. Как следствие этого, в жидком и твердом водороде возможно существование отрицательных зарядов различной структуры: отрицательно заряженные пузырьки и отрицательно заряженные кластеры. Какая структура оказываются реально устойчивой в жидком водороде, предстояло выяснить в ходе экспериментов.

Таким образом, экспериментальное определение структуры зарядов, инжектированных в конденсированный водород, составляло одну из задач поставленную в рамках диссертационной работы.

Заряды, инжектированные в объем конденсированного водорода, могут двигаться под действием приложенного электрического поля. Это свойство зарядов оказывается очень полезным при изучении, как структуры зарядов, так и в экспериментах, в которых заряды выступают как пробные частицы. Следует отметить, что к моменту начала наших экспериментов очень подробно были исследованы свойства инжектированных зарядов в конденсированном гелии [23, 24,25].

Первые измерения подвижности зарядов в жидком водороде были выполнены в работе [15]. Более подробные исследования [16] показали, что подвижность отрицательных и положительных зарядов монотонно увеличивается с ростом температуры, рис.1.



Рис.1. Температурные зависимости подвижности отрицательных и положительных зарядов в жидком водороде из работы [16].

Радиусы положительного и отрицательного зарядов, оцененные по результатам измерения подвижности зарядов в жидком водороде по формуле Стокса, оказались близкими к 10Å [16]. Это обстоятельство свидетельствует о том, что в жидком водороде, по-видимому, хорошо работает пузырьковая модель для отрицательного заряда, но радиус положительного заряда не определяется простым соотношением $P_e = P_s$ из модели Аткинса. Таким образом, для того чтобы однозначно установить структуру инжектированных в жидкий водород зарядов требовалось провести дополнительные эксперименты, чтобы получить дополнительные

данные, подтверждающие предполагаемую структуру.

наиболее наглядных подтверждений существования Одним из электронных пузырьков в жидкости были результаты экспериментов по изучению прохождения зарядов через поверхность жидкого гелия в пар. Оказалось [26], что положительные заряды практически не проходят через поверхность, а ток отрицательных зарядов, обусловленный подбарьерным электронов туннелированием связанных ИЗ жидкости пар, В экспоненциально уменьшается с понижением температуры, J(T) ~ exp(-G/T). Характерная энергия активации в ⁴He по оценкам [27] составляет G \approx 40K.

Рассмотрим заряженную частицу, расположенную под поверхностью жидкости, рис.2. На нее действует сила изображения, направленная в глубь жидкости.

$$F(z) = (e/2z)^{2} (\varepsilon_{l} - \varepsilon_{g}) / ((\varepsilon_{l} (\varepsilon_{l} + \varepsilon_{g})))$$

где z - расстояние от поверхности, \mathcal{E}_{bg} - диэлектрическая проницаемость жидкости и газа.



Рис.2. Заряды под поверхностью жидкого водорода.

Внешнее электрическое поле *E* компенсирует действие силы изображения и удерживает заряды под поверхностью на некотором расстоянии z_0 , определяемом равенством $F(z_0) = eE$. Если в жидкости находится источник зарядов, то под действием внешнего поля под поверхностью жидкости образуется заряженный слой. Знак зарядов в слое определяется полярностью приложенного напряжения. Стабильность заряженного слоя зависит от структуры зарядов и их способности проникать через границу. В жидком водороде при напряженности электрического поля $E=10^6$ В/м расстояние от поверхности до зарядов в слое составляет в среднем $z_0 = 120$ Å.

За счет термических флуктуаций заряд может сблизиться с поверхностью. В модели [28] предполагают, что при приближении электронного пузырька к поверхности на расстояние R^{*} локализованный в пузырьке электрон может туннелировать через границу раздела в пар. Ток отрицательных зарядов через поверхность пропорционален концентрации электронных пузырьков и вероятности прохождения электроном границы раздела фаз. Вероятность туннелирования тяжелых ионных кластеров через границу экспоненциально мала по сравнению с электронами, поэтому положительно и отрицательно заряженные ионные кластеры должны скапливаются под поверхностью.

Высота барьера G однозначно связана с эффективным расстоянием от поверхности R^* , с которого в среднем происходит туннелирование электронов из жидкости в пар, причем $z_0 >> R^* \approx R_-$. В пренебрежении влиянием внешнего электрического поля можно записать

$$kG = [e^{2} (\varepsilon_{l} - \varepsilon_{g})]/[4R^{*} \varepsilon_{l} (\varepsilon_{l} + \varepsilon_{g})]$$
(1),

k – константа Больцмана.

В экспериментах на жидком сверхтекучем гелии получено хорошее

согласие между теоретической оценкой и вычисленной из экспериментальных данных величиной эффективного расстояния, R^{*}≈20Å [29].

Существование электронных пузырьков в жидком и твердом гелии было подтверждено также в экспериментах по оптическому поглощению света электроном [30,31,]. Вычисленный по спектрам поглощения радиус пузырька оказался близким к оценке, выполненной по модели Феррела. В этих экспериментах было показано, что при переходе из жидкого в твердое состояние, размеры пузырька плавно изменяются с ростом давления и не чувствуют в первом приближении кристаллическую структуру.

Знание структуры инжектированного заряда оказывается очень важным для построения модели его движения в твердом водороде. Естественно было полагать, что структуры зарядов в твердой и жидкой фазах водорода как в твердом и жидком гелии качественно не отличаются, так как основными компонентами определяющими их структуры являются электрические силы, силы поверхностного натяжения и давление.

Основной интерес к изучению механизмов движения инжектированных зарядов в твердом водороде обусловлен поиском проявления квантовых эффектов в свойствах кристаллов H₂, из сравнения экспериментальных данных, полученных на кристаллах водорода и гелия между собой и с теоретическими предсказания.

Как и кристаллы твердого гелия, кристаллы твердого водорода, выращенные при малых давлениях, являются квантовыми [32]. Амплитуда нулевых колебаний атомов (молекул) около положения равновесия в кристаллической решетке сравнима с межатомным расстоянием *a* и составляет 0.25*a* в ⁴Не и 0,18*a* в водороде, при среднем значении *a*=3,7Å в ГПУ кристалле. Поэтому вероятность подбарьерного перескока атома (молекула) из узла решетки в соседний узел сравнима с вероятностью классического термоактивированного (надбарьерного) перескока даже при

Т≈Т_{плав.}. В силу этого в кристаллической решетке квантового кристалла при температурах порядка температуры плавления Т_{плав} наряду с классической термоактивированной диффузией возможно проявление механизмов подбарьерной квантовой диффузии дефектов - делокализация дефектов.

Впервые это явление было при изучении диффузии атомов примеси ³Не в кристаллах ⁴Не [33]. Оказалось, что при высоких температурах, близких к температуре плавления Т_{плав}, преобладает термоактивированный механизм движение примесных атомов. При низких температурах (ниже $T_{\pi\pi\pi}/2)$ и низкой концентрации примеси коэффициент диффузии не зависит от температуры и движение примесных атомов описывается в рамках модели квазичастиц – примесонов с очень узкой, порядка 10⁻³ К, зоной [34]. С ростом концентрации примеси возрастает взаимодействие между атомами ³Не, которое является следствием деформирования решетки кристалла примесью (дилатация). Энергия упругого взаимодействия двух дефектов можно записать как

$$U=U_0(a/r)^3$$
 (2),

где г – расстояние между дефектами, U_0 – амплитуда взаимодействия. При высокой концентрации примеси энергия взаимодействия двух соседей может превзойти ширину зоны дефектонов (примесонов) и туннельное движение атомов примеси при низкой температуре замораживается [10,11,34].

В кристаллах водорода впервые переход от термоактивированного перескока из узла в узел к собственному зонному движению примесной частицы в кристалле был наблюден при ЯМР исследованиях диффузии молекул изотопической примеси HD в твердом параводороде p-H2 [12]. На рис.3 экспериментальные результаты показаны треугольниками,

сплошной линией показано вычисленное время релаксации $\tau(T)$ примесных молекул HD, взаимодействующих с вакансиями. Пунктирная линия получена с учетом дополнительного взаимодействия HD молекул с ортомолекулами. При высоких температурах характер зависимости $\tau(T)$ определяется классическим термоактивированным перескоком молекулы в соседний узел за счет взаимодействия с равновесными классическими вакансиями. При низких температурах, как видно, время релаксации слабо зависит от температуры, что было связано с установлением зонного движения примесных молекул.



Рис.3. Зависимость времени спин решеточной релаксации примесных молекул HD (1.1%) в твердом водороде [12] от обратной температуры.

Естественно было предположить [32,35], что в квантовом кристалле с понижением температуры может происходить делокализация точечных дефектов иной природы - тепловых вакансий, относительная концентрация которых, например, в ⁴Не достигает $x_v \sim 0,3\%$ при температурах, близких к температуре плавления $T_{плав.}$, и экспоненциально падает с охлаждением образца [36].

Однако, до сих пор вопрос о соотношении между классическим и квантовым механизмами диффузии вакансий в кристаллах водорода, как т гелия, остается открытым [37]. Связано это с тем, что прямые наблюдения

за движением вакансий в кристаллах ⁴Не и p-H₂ затруднительны. Методы ЯМР спектроскопии здесь неприменимы, т.к. вакансии в кристаллах ⁴Не и $p-H_2$ не имеют магнитного момента в отличие от атомов примеси ³He в ⁴He и молекул HD в p-H₂. В принципе, о свойствах вакансий можно судить по поведению коэффициента диффузии изотопических примесей [10,12]. Но из работ [11,12,34] следует, что термоактивированный перескок примесной частицы из узла в узел за счет обмена местами с вакансиями температурами $T > 0.7 T_{\Pi \Pi B B}$. ограничен высокими При дальнейшем охлаждении механизм диффузии изотопических примесей изменяется: от обмена местами с вакансиями к собственному зонному движению делокализованной частицы (примесона). Поэтому для исследований свойств вакансий при температурах ниже 0,7Т_{плав.} необходимы более тяжелые пробные частицы, ширина энергетической зоны которых в кристалле много меньше ширины зоны примесных атомов или молекул. Следует отметить, что в [12] было высказано предположение о проявления делокализации вакансий кристаллах возможности В параводорода при температурах ниже 11К для лучшего описания температурной зависимости времени релаксации вблизи минимума.

Как показали исследования [24,25], в кристаллах в качестве пробных частиц могут быть использованы заряженные комплексы (заряды), которые возникают в кристалле под действием радиоактивного облучения. В кристаллах ⁴Не движение инжектированных зарядов изучено довольно подробно [24,25,38,39]. Было показано, что в ГПУ ⁴Не коэффициент диффузии положительных зарядов D₊(T) много больше, чем отрицательных D_(T) и близок к коэффициенту диффузии атомов примеси ³Не D₃(T) в образце близкого молярного объема в области термоактивированной диффузии изотопической примеси. Это позволяет утверждать [24,25], что движение положительно заряженного комплекса ("снежного шарика" радиусом порядка 2-3 постоянных решетки) в

кристаллах ГПУ ⁴Не контролируется тем же вакансионным механизмом, что и движение атомов примеси ³Не в ⁴Не.

Следует также отметить работы по изучению движения мембраны, вмороженной в кристаллы гелия, выращенные при минимальном давлении [40]. В этих экспериментах мембрана выступает в качестве необычного, но пробного тела, не имеющего, как и заряд, магнитного момента.



Рис.4. Подвижность отрицательных зарядов в твердом водороде как функция обратной темпе-ратуры [16].

Первая попытка наблюсти движение зарядов в твердом водороде оказалась неудачной [15]. В работе [16], где в качестве источника зарядов использовался проникающий извне пучок заряженных частиц, была получена зависимость подвижности отрицательных зарядов от температуры. Однако из-за сильного захвата зарядов в объеме образцов измерения были выполнены в узком интервале температур и с невысокой точностью, рис.4. Движение положительных зарядов наблюсти в этих экспериментах не удалось.

Таким образом, предстояло выполнить систематические исследования температурных и полевых зависимостей скорости движения как отрицательных, так и положительных зарядов в твердом водороде, прежде чем использовать их в качестве пробных частиц при изучения свойств вакансий.

1.2. Реконструкция заряженной поверхности жидкости.

Поверхность жидкости может быть заряжена как положительными, так и отрицательными зарядами (см. например монографию [1] и современный обзор [41]). Со стороны пара поверхность водорода (и гелия) можно зарядить только отрицательными зарядами, так как для них в отличие от положительных зарядов на поверхности существует барьер высотой около 1эВ, препятствующий проникновению зарядов в объем жидкости. Со стороны жидкости поверхность можно зарядить как отрицательными, так и положительными зарядами (см [1] и ссылке в ней).



Рис.5. Заряженная реконструированная поверхность жидкого гелия (луночный кристалл), [4]. Период решетки равен капиллярной длине.

На поверхности (или под поверхностью) благодаря присутствию внешнего электрического поля создается двумерный слой зарядов. Существуют специальные экспериментальные приемы для создания одномерных и даже нуль-мерных заряженных структур на поверхности жидкого гелия [41], которые представляют отдельный научный интерес.

Известно, что заряженная плоская поверхность жидкости во внешнем электрическом поле Е, приложенном перпендикулярно поверхности, теряет устойчивость в полях выше некоторого критического [2].

Дальнейшее поведение заряженной поверхности зависит от условий наблюдений [3, 4, 42-44]. При фиксированной плотности зарядов, максимально достижимой в данном поле, n<n_{max}=E/4 π , меньшей можно наблюдать явление реконструкции, заключающееся в образовании B статической деформации на поверхности. случае слабо $(4\pi n \ll E, E^2 > 16, 5\sqrt{\rho_g \alpha}, где \rho - плотность$ заряженной поверхности жидкости, g - ускорение свободного падения) наблюдается возникновение отдельных многозарядных лунок [3] с характерными размерами сравнимыми с капиллярной длиной $\lambda = \sqrt{\alpha / \rho_g}$. При этом вдали от центра на краях лунки плотность зарядов обращается в нуль. С повышением реализуется иная ситуация - на поверхности концентрации зарядов возникает луночный кристалл [4].

К началу наших исследований наиболее подробно была исследована реконструкция свободной эквипотенциально заряженной поверхности жидкого гелия (электроны локализованы над поверхностью жидкости) в условиях, когда толщина слоя жидкости h, то есть расстояние от заряженной поверхности до металлического управляющего электрода, расположенного на дне ячейки, заметно превышает капиллярную длину λ , h>> λ , а число зарядов (n<n_{max}) фиксировано, так что прижимающее электрическое поле отлично от нуля как в жидкости, так и в газе.

В этом случае в поле выше некоторого критического E_c поверхность жидкости реконструируется, образуя гексагональную структуру с периодом ~ λ, и конечной ампли-тудой лунки, зависящей от степени надкритичности (луночный кристалл) [3, 4, 42-45].

Плотность зарядов обращается в ноль в узлах гексагональной решетки, так что поверхность перестает быть эквипотенциальной. Реконструкция заряженной поверхности при фиксированном числе зарядов n<n_{max} как в

состояние с отдельными многогозарядными лунками, так и в состояние луночного кристалла является фазовым переходом первого рода [1].

В случае полной экранировки поверхностными зарядами приложенного электрического поля n=n_{max} реконструкцию заряженной поверхности жидкости ранее не наблюдали. Было обнаружено, что величина критического электрического поля E_c , при котором плоская поверхность толстого слоя жидкости (h>> λ) теряет устойчивость, не зависит от расстояния h. При толщинах слоя h~ λ величина E_c понижается с уменьшением расстояния h, а при h< λ это изменение описывается зависимостью $E_c^2 = 4\pi\rho gh$ [46, 47].

Ha 6 показана рис. зависимость величины максимального напряжения, котором электрического при происходит разряд заряженной электронами эквипотенциально поверхности жидкого сверхтекучего гелия, 0T глубины жидкости d ИЗ работы [46]. Электрическое над поверхностью полностью компенсируется поле поверхностными электронами. На рисунке точки – эксперимент, сплошная линия – теория. Следует отметить, что в работе [48] достигнуто лучшее согласие эксперимента с теорией за счет учета деформации поверхности жидкости под электронами. Возможность наблюдения стационарного состояния реконструированной заряженной поверхности тонкой пленки гелия толщиной h<<λ при полной компенсации зарядами приложенного электрического поля обсуждалась в теоретической работе [5]. Однако вопрос о стационарной реконструкции эквипотенциально заряженной поверхности жидкости в переходной области толщин h $\approx \lambda$ panee не изучали.



Рис.6. Зависимость от глубины жидкого гелия d величины критического напряжения E разрядки заряженной поверхности.

В обсуждаемых ниже экспериментах ситуация заметно отличается от исследованной ранее: положительные заряды (кластеры диаметром около 10 ангстрем [16]) локализованы под поверхностью жидкого слоя водорода, рис.7. Управляющий электрод (коллектор), расположен на расстоянии $d \approx \lambda$ в паре над поверхностью жидкости, то есть при теоретических расчетах вместо толщины слоя жидкости h следует подставлять расстояние d. Плотность зарядов под поверхностью n= n_{max} определяется величиной напряжения приложенного к обкладкам конденсатора U, так что в стационарном режиме E=U/d и заряженный слой полностью экранирует электрическое поле в объеме жидкости в полях как ниже, так и выше критического значения E_c. Как будет видно из показали, дальнейшего, наши эксперименты что статическая реконструкция поверхности в условиях $d \approx \lambda$ и $n = n_{max}$ возможна.



Рис.7. Схема эксперимента: заряженная поверхность жидкого водорода расположена между обкладками конденсатора, к которым приложено напряжение U.

Неустойчивость плоской заряженной поверхности в электрическом поле обусловлена противодействием электрических сил силе тяжести и капиллярным силам, они направлены в противоположные стороны. Однако экспериментально можно реализовать ситуацию, в которой приложенные к поверхности электрические и гравитационные силы действуют в одном направлении. Для это заряженную каплю нужно поместить на верхнюю В работе [49] вариационным методом решена обкладку конденсатора. задача о форме заряженной капли в условиях полной компенсации зарядами электрического поля в объеме жидкости. Эта задача оказалась эквивалентной задаче 0 равновесной форме реконструированной жидкости нижней обкладке поверхности заряженного слоя на конденсатора. Поэтому исследования по эволюции заряженной плоской поверхности слоя жидкого водорода, сконденсированного на нижней обкладке конденсатора, были дополнены изучением эволюции с ростом электрического поля формы заряженной капли постоянного объема, образующейся при конденсации паров водорода на верхнюю обкладку конденсатора.

Таким образом, предстояло экспериментально ответить на вопрос о возможности существования стационарной реконструированной эквипотенциально заряженной поверхности в условиях полной экранировки зарядами внешнего электрического поля и определить область ее стабильности.

1.3. Линейные и нелинейные волны на заряженной поверхности жидкости.

На поверхности жидкости могут распространяться волны обусловленные одновременным действием гравитационного поля и сил поверхностного натяжения. На низких частотах (большие длины волн) на поверхности распространяются гравитационные волн, а при высоких частотах - капиллярные. В случае заряженной поверхности внешнее электрическое поле создает дополнительную силу, действующую на поверхность.

Спектр линейных колебаний заряженной поверхности жидкости в поле силы тяжести, помещенной между обкладками горизонтально расположенного плоского конденсатора, описывается известным выражением [47]

$$\omega_k^2 = k \operatorname{th}(kh) \left(g + \sigma k^2 / \rho - 2k \operatorname{Peth}(kd) / \rho\right)$$
(3),

где ω_k - частота волны с волновым вектором k, h – толщина слоя жидкости, d – расстояние от поверхности жидкости до верхней обкладки конденсатора, P=(U/d)²/8 π - давление электрических сил на плоской невозмущенной поверхности, U – разность напряжений между обкладками конденсатора. В этой формуле предполагается, что электрическое поле полностью экранируется поверхностными зарядами.

В предельном случае, когда расстояние от поверхности жидкости до управляющей обкладки конденсатора мало, так что kd<<1, и глубина жидкости велика, kh>>1, спектр заряженной поверхности жидкости может быть записан в виде

$$\omega_k^2 = k \left(G + \sigma k^2 / \rho \right) \tag{4},$$

где величина G=g – 2Р/рd играет роль эффективного ускорения свободного падения. При напряжениях вблизи критического значения для тонкой пленки [47]

$$U_{c1} = 4\pi\rho g \, d^{3/2} \tag{5},$$

при котором поверхность теряет устойчивость, эффективное ускорение G стремится нулю. Зависимость ω_k становится монотонной степенной функцией волнового вектора, начиная с малых k, с показателем 3/2

$$\omega_{\rm k} \cong (\sigma/\rho)^{1/2} \, {\rm k}^{3/2}$$

Для глубокой жидкости kh>>1 и большого расстояния до управляющего электрода kd>>1 с ростом напряжения U на зависимости (1) развивается локальный минимум при значении волнового вектора равному обратной капиллярной длины 1/ λ . При критическом напряжении U_c = $(2\pi\sigma\lambda^{-1/2})^{1/2}$ d частота ω_k обращается в ноль. Это означает, что плоская заряженная поверхность при критическом напряжении становится неустойчивой. На рис.8. показана эволюция спектра поверхностных колебаний заряженной поверхности раздела в смесях ³He - ⁴He с ростом напряженности

электрического поля [50]. В наших экспериментах в области низких частот выполняются условия kd<1, kh<1.



Puc. 8. Изменение спектра колебаний отрицательно заряженной электронами поверхнос-ти раздела в смеси ${}^{3}He+{}^{4}He$ с ростом напряженности прижимающего электрического поля. 1- 113В/см, 2 – 994,4 В/см, 3 – 1119 В/см. 4 положительно заряженная поверхность, Е = 1119 В/см, [50].

Поэтому требовалось экспериментально установить зависимость частоты волны от волнового вектора, так как такие исследования для случая поверхности тонкого слоя до наших экспериментов не проводились. Более того, предполагалось, что эти эксперименты помогут ответить на вопрос о природе фазового перехода заряженной поверхности из плоского в реконструированное состояние.

Капиллярные волны на поверхности жидкости представляют собой удобный объект турбулентности. для изучения Теория слабой турбулентности была развита в конце 60-х годов прошлого столетия [6]. Однако, несмотря значительное число экспериментальных на исследований по нелинейной динамике поверхностных волн, в начале наших исследований было опубликовано лишь несколько сообщений об экспериментальных наблюдениях изотропных спектров капиллярных волн на поверхности воды, результаты которых могут быть сравнены с предсказаниями теории.

Высоковозбужденное состояние системы со многими степенями свободы, в котором имеется направленный в к-пространстве поток энергии, называется турбулентным. В режиме турбулентности система находится вдали от своего термодинамического равновесия и характеризуется существенным нелинейным взаимодействием степеней свободы, а так же диссипацией энергии. Нелинейное взаимодействие приводит к эффективному перераспределению энергии между степенями свободы (модами).

Турбулентность можно наблюдать В системах. где частоты возбуждения (накачка энергии) и диссипации энергии сильно разнесены по шкале частот. К таким системам относятся ветровые волны на поверхности океана [51] и крупномасштабные течения в атмосфере Земли [52]. Взаимодействие этих двух мощных нелинейных систем в основном определяет погоду. Также к таким системам можно отнести спиновые волны в твердых телах [53] и волны в плазме [54]. Изучение особенностей распространения энергии в этих системах представляет большой интерес, как для фундаментальной нелинейной физики, так и с точки зрения практических приложений.

В данной диссертации представлены результаты исследований нелинейных капиллярных волн на поверхности жидкого водорода.

К жидкого водорода в достоинствам экспериментах по турбулентности можно отнести относительно низкую величину коэффициента кинематической большое вязкости ν И значение $V {\sim} (\alpha/\rho^3)^{1/4}$ коэффициента нелинейности капиллярных волн (α коэффициент поверхностного натяжения, р плотность жидкого водорода). В таблице 1 сравниваются значения параметров ДЛЯ

воды и водорода. Видно, что водород предпочтительнее воды для наблюдения турбулентного режима в широком частотном диапазоне

Таблица 1.

Свойства жидкого водоро,	да при температуре	15К и воды при
температуре 20 °С		
Свойство	Жидкий водород	Вода
Плотность, р, гр/см ³	0,076	1,0
Коэффициент поверхностного натяжения, α, дин/см	2,7	77
Капиллярная длина, λ, см	0,19	0,28
Коэффициент нелинейности $V \sim (\alpha/\rho^3)^{1/4}$, см ^{9/4} /гр ^{1/2} с ^{1/2}	8,9	3,0
Кинематическая вязкость, v , см $^{2}/c$	0,0026	0,01

Кроме того, благодаря малой плотности, на поверхности жидкого водорода можно возбуждать колебания внешней силой во много раз меньшей, чем для воды. Это обстоятельство оказалось определяющим при использовании методики, в которой волны на поверхности возбуждаются электрическими силами. Проведенные ранее эксперименты показали, что поверхность жидкого водорода можно зарядить инжектированными в объем жидкости зарядами, удерживать их вблизи поверхности в течение а также возбуждать поверхностные волны при длительного времени, помощи переменного электрического поля. Важным достоинством этой наблюдения турбулентности методики для капиллярной является возможность воздействия внешней силой непосредственно на поверхность жидкости, практически полностью исключая объем, а также высокая степень изотропности возбуждающей силы, что позволило проводить
изучение турбулентности в хорошо контролируемых экспериментальных условиях.

Известно, что капиллярные волны на поверхности жидкости представляют пример нелинейно взаимодействующих волн и характеризуются диссипацией энергии в основном на высоких частотах изза вязкостных потерь. Теория однородной капиллярной турбулентности изложена в работе [55]. В ней показано, что ансамбль слабо взаимодействующих капиллярных волн может быть описан в рамках кинетического уравнения, аналогичного уравнению Больцмана газовой динамики [56, 57].

$$dn_{\kappa}/dt + 2\gamma_{\kappa} n_{\kappa} = St(n_{\kappa}) + F(t)$$

где n_к – функция распределения волн по волновым векторам к, St(n) – интеграл столкновений, _{γ_к} - коэффициент затухания, F(t) - накачка.

Основной вопрос в исследовании волновой турбулентности заключается в нахождении закона распределения энергии системы волн по шкале частот – стационарный спектр энергии турбулентности E_{ω} (распределение энергии по частоте). Энергию единицы поверхности жидкости *E* можно записать в виде

$$E = \int \omega_{\kappa} n_{\kappa} d\kappa = \int \omega n(\omega) d\omega = \int E_{\omega} d\omega$$
(6).

Закон дисперсии капиллярных волн $\omega = (\sigma/\rho)^{1/2} k^{3/2}$ является распадным ($\omega'' > 0$) и, следовательно, основной вклад во взаимодействие волн вносят трехволновые процессы - распад волны на две с сохранением суммарного волнового вектора и суммарной частоты, а также обратный ему процесс слияния двух волн в одну. В системе капиллярных волн на

поверхности жидкости существует частотный интервал (инерционный интервал), который ограничивается снизу частотой накачки ω_p , а на высоких частотах – вязкостным затуханием, в котором распределение энергии E_{ω} имеет степенной вид $E_{\omega} \sim \omega^m$.

Согласно современной теории [54] в случае возбуждения поверхности жидкости на низких частотах, принадлежащих достаточно широкой полосе $\omega_p \pm \Delta \omega$ ("широкополосная накачка", где $\Delta \omega \approx \omega_p$), в к-пространстве устанавливается постоянный потока энергии Q в сторону больших частот - прямой каскад. Теория однородной капиллярной турбулентности предсказывает степенную зависимость от частоты функции распределения волн $n(\omega)$ и распределения энергии E_{ω} (Колмогоровский спектр) в пределах инерционного интервала

что соответствует

$$n_{\kappa} \sim Q^{1/2} \rho^{3/4} \sigma^{-1/4} \kappa^{-17/4}$$
 (7a)

в к-представлении.

Стационарное распределение энергии поверхностных волн в инерционном интервале может быть эквивалентно описано также парной корреляционной функцией в Фурье-представлении $I_{\omega} = \langle |\eta_{\omega}|^2 \rangle$ для отклонений поверхности от плоского состояния $\eta(r,t)$

$$I_{\omega} \sim \rho^{-17/6} \sigma^{-7/12} n(\omega) \omega^{-1/3}$$
 (8)

С экспериментальной точки зрения наиболее удобно исследовать корреляционную функцию I_{ω} , а не распределение энергия E_{ω} , так как величина отклонений поверхности от плоского состояния $\eta(r,t)$ может быть непосредственно измерена в опыте.

При возбуждении поверхностных колебаний в широком интервале частот корреляционная функция предсказывается теорией в виде [54]

$$I_{\omega} = \text{const } \omega^{-17/6} \tag{9}$$

Предсказание теорией зависимости (4) подтверждается результатом численных расчетов эволюции нелинейных капиллярных волн, проведенных непосредственно из первых принципов на основании уравнений гидродинамики [56,57]. На рис.9. приведен результат расчета корреляционной функции отклонений поверхности жидкости OT равновесия как функции волнового вектора. В интервале волновых векторов k таких, что 1,5<log k < 1,9 корреляционная функция описывается степенной зависимостью< $|\eta_{\kappa}|^2$ > ~ k^{-19/4}, что соответствует в частотном представлении зависимости (9).



В случае "узкополосной накачки" ($\Delta \omega < \omega_p$), как показали расчеты [58], на зависимости I_{ω} формируется система эквидистантных пиков на частотах кратных частоте накачки. Зависимость высоты пиков от частоты описывается степенной функцией с показателем степени равным –21/6, то есть

$$I_{\omega} = \text{const } \omega^{-21/6} \tag{10}$$

Следует отметить, что соотношения (4) и (5) получены для систем капиллярных волн с непрерывным спектром волновых векторов, то есть для идеализированной бесконечной поверхности жидкости. Однако в эксперименте при ограниченном размере поверхности жидкости спектр $\omega(\kappa)$ имеет дискретный характер. Это обстоятельство следует учитывать при сравнении реальной корреляционной функции с теоретическим предсказанием. Влияние дискретности ослабевает с ростом частоты ω , так как ширина резонансов, определяемая добротностью, возрастает быстрее, чем расстояние между ними – спектр становится квазинепрерывным. В работе [57] численными методами показано, что для дискретных систем при достаточно высоком уровне возбуждения соотношение (4) также справедливо. При понижении амплитуды накачки достигается пороговый уровень, ниже которого система находится в состоянии замороженной турбулентности, когда энергия колебаний сосредоточена в конечном интервале частот и поток энергии в высокие к равен нулю.

Определим высокочастотный край инерционного интервала (граничную частоту) как частоту ω_b , при которой время вязкостного затухания τ_v сравнивается по порядку величины с характерным временем нелинейного взаимодействия τ_n , $\tau_v \sim \text{const} \cdot \tau_n$ (кинетическое время релаксации в турбулентной системе волн), где const – некоторая безразмерная постоянная.

Характерное время нелинейного взаимодействия τ_n в системе волн турбулентного каскада определяется параметрами жидкости, а также

39

функцией распределения капиллярных волн n(ω) и может быть записано в виде

$$1/\tau_{\rm n} \sim |V_{\omega}|^2 \ \mathrm{n}(\omega) \tag{11}$$

где $V_{\omega} \approx (\sigma/\rho^{3/2}) \omega^{3/2}$ – коэффициент нелинейности капиллярных волн. Величина τ_n определяет характерный масштаб времен релаксации возмущения по каскаду.

Известно [59], что время вязкостного затухания капиллярных волн уменьшается с ростом частоты по закону

$$1/\tau_{\rm v} = 2\nu \,\omega^{4/3} \,(\sigma/\rho)^{2/3} \tag{12},$$

где v - коэффициент кинематической вязкости жидкости.

Соотношения (6) и (7) позволяют получить зависимость частоты волны ω_b от амплитуды волны η_p на частоте накачки ω_p , при которой времена вязкостного затухания и нелинейного взаимодействия сравниваются по порядку величины (граничная частота верхнего края инерционного интервала),

$$\omega_{\rm b} \sim \eta_{\rm p}^{\ \beta} \, \omega_{\rm p}^{\ \gamma} \tag{13}.$$

Величины показателей степени β и γ определяются частотной зависимостью корреляционной функцией $I_{\omega} \sim \eta^2_p (\omega/\omega_p)^{\alpha}$. В случае возбуждения поверхностных колебаний в широкой полосе частот показатель функции распределения α равен -17/6, $\beta = 2.4$ и $\gamma = 19/5$. При возбуждении поверхностных колебаний спектрально узкой накачкой, $\alpha = -21/6$, значение показателя β уменьшается до величины равной 4/3, а $\gamma = 23/9$.

B последнее десятилетие было выполнено только несколько надежных экспериментов воде изучению капиллярной на ПО турбулентности. Степенную зависимость от частоты для корреляционной функции на частотах до 1 кГц наблюдали в экспериментах [7] по измерению спектра мощности излучения, прошедшего через слой воды, поверхность которого возбуждалась на низкой частоте. Показатель степенной функции оказался близок к теоретической величине –17/6.

На рис.10 показан участок поверхности, находящейся в турбулентном [8]. состоянии B этих экспериментах показатель степени В корреляционной функции был близок к -3.2. Частотная зависимость корреляционной функции приведена на рис.11. Видно, что степенная зависимость от частоты находится в интервале 30 - 1000 Гц. Только совсем недавно были выполнены эксперименты [9], в которых удалось наблюсти корреляционную функцию со степенной зависимостью (4) в частотном диапазоне от ≈100 Гц до ≈ 8000 Гц при резонансной накачке на низких частотах.



Рис.10. Вид поверхности воды в турбулентном режиме [8].

В этой работе использовалась новая методика: измерялась как функция времени амплитуда колебаний точки создаваемой лазером на поверхности воды с флюоресцирующей примесью.



Рис.11. Распределение нормированного квадрата амплитуды волны по частоте для колебаний на поверхности воды [8].

В отличие от теоретических исследований экспериментальных работ по капиллярной турбулентности было выполнено явно недостаточно, что связано, по-видимому, с экспериментальными трудностями. Поэтому предполагалось выполнить экспериментальные исследования спектра колебаний волн и капиллярной турбулентности на заряженной поверхности жидкого водорода при разных условиях возбуждения поверхности и сравнить полученные результаты с выводами теории.

Глава 2. Движение зарядов в объеме и через поверхность жидкого водорода.

2.1. Методика измерений.

Измерения проводились на плоском конденсаторе, в котором на нижней обкладке крепилась тонкая радиоактивная пластина (мишень). Конденсатор располагался горизонтально в металлической ячейке с окнами для наблюдения. Ячейка устанавливалась в гелиевом криостате. Расстояние между обкладками в разных экспериментах составляло от 3 до 5 мм. При измерениях подвижности зарядов конденсатор полностью заполнялся чистым жидким водородом. Титано-тритиевая мишень излучает β – электроны со средней энергией 5 кэВ. Под действием излучения в слое жидкости толщиной около 10 мкм у поверхности мишени образуется слой плазмы из положительно и отрицательно заряженных частиц. Знак зарядов, извлекаемых из плазмы в объем исследуемой жидкости, определяется полярностью электрического напряжения, приложенного между пластинами конденсатора.

В экспериментах по изучению подвижности отрицательных зарядов в жидком водороде и дейтерии измерялось время t прохождения фронтом заряженных частиц расстояния между обкладками конденсатора L при известном приложенном напряжении U (время-пролетная методика). Подвижность зарядов вычислялась по формуле

$$\mu = L^2/Ut.$$

В экспериментах по исследованию прохождения зарядов через поверхность жидкого водорода использовались оптические ячейки двух типов конструкций. В первой ячейке были установлены два плоских конденсатора, во второй – триод. Расстояние источник – коллектор в конденсаторах составляло 4 мм, диаметр источника 7 мм, диаметр коллектора 6 мм. Вокруг каждого из конденсаторов располагались охранные кольца диаметром 7,4 мм и высотой 2,7 мм. В одном из конденсаторов мишень была закрыта сверху металлической фольгой, чтобы препятствовать выходу зарядов в объем жидкости. В триоде расстояние источник – коллектор было 6 мм, диаметр коллектора – 19,5 мм. На расстоянии 2 мм от источника была натянута металлическая сетка. Над сеткой было установлено металлическое охранное кольцо высотой 2 мм и внутренним диаметром 20 мм. Жидкий водород конденсировали в ячейку таким образом, чтобы граница раздела жидкость – пар находилась В на уровне среза охранного кольца. экспериментах изучали температурную и полевую зависимость тока, проходящего через поверхность, а также измеряли суммарный заряд, приходящий на коллектор при возникновении осцилляций заряженной поверхности в зависимости от времени. Изменение кривизны заряженной поверхности жидкости оценивали по отклонению и уширению лазерного луча, отраженного от поверхности. Схема этих наблюдений показана на рис. 12.



Рис. 12. Схема наблюдений в экспериментах по изучению прохождения зарядов через поверхность жидкого водорода. И – радиоактивный источник; К коллектор, С металлическая сетка; О охранное Лп кольцо; лазерный луч, падающий на поверхность; Ло – лазерный отраженный луч, om поверхности.

2.2. Движение зарядов в жидком водороде.



На рис.13. приведена подвижность отрицательных зарядов в жидком параводороде и нормальном дейтерии вдоль линии давления насыщенных паров [60].

44

Рис. 13. Подвижность отри-цательных зарядов в жидком водороде и дейтерии.

С увеличением температуры жидкого водорода вдоль линии давления насыщенных паров от 14К до 30К подвижность проходит через локальный максимум при 17К, минимум при 20К и далее монотонно возрастает. В дейтерии зависимость подвижности от температуры монотонная.

Можно оценить эффективный радиус заряда по формуле Стокса, R. = $e/\mu\eta 4\pi$, где е – заряд электрона, η - вязкость жидкого водорода, взятая из справочника [19]. Результаты расчетов приведены на рис.14. Видно, что эффективный радиус в водороде и дейтерии близок к 8-9Å при температурах выше 22К. С понижением температуры жидкого водорода радиус отрицательного заряда уменьшается до 4.5Å.



Рис.14. Эффективный радиус отрицательных зарядов в жидком водороде и дейтерии, оцененный по формуле Стокса. Оцененный по формуле Стокса радиус отрицательных зарядов в дейтерии совпадает с радиусом зарядов в параводороде при температурах T>20K.

Так как вычисленный радиус отрицательного заряда заметно превосходит межмолекулярное расстояние, то можно предположить две возможные структуры отрицательного заряда. Первая – пузырек с локализованным внутри электроном и вторая – кластер, состоящий из центрального иона и слоя молекул вокруг него. Ясно, что при повышении внешнего давления радиус пузырька будет заметно уменьшаться. Зависимость подвижности отрицательных зарядов в параводороде от давления при двух температурах 17.4К и 23К показана на рис. 15. С увеличением давления подвижность зарядов уменьшается. Это связано в первую очередь с повышением вязкости жидкого водорода с ростом Зависимость от давления эффективного радиуса зарядов давления. приведена на рис.16. Отчетливо видно, что радиус зарядов уменьшается с ростом давления.



Рис.15. Зависимость от давления подвижности отрицательных зарядов в жидком параводороде.



Рис. 16. Зависимость от давления эффективного радиуса отрицательных зарядов в жидком параводороде.

2.3. Прохождение отрицательных зарядов через поверхность

В жидком водороде под облучением наряду с электронами и ионами H_2^+ могут образовываться метастабильные атомарные ионы H^- , а также ионы примесей, растворенных в водороде. Какие из этих зарядов наблюдались в экспериментах [15,16,60], заранее неизвестно. Приведенные в параграфе 2.2. экспериментальные результаты свидетельствуют в пользу предположения о существовании при высоких температурах электронных пузырьков, однако это требует дополнительных доказательств.

Как отмечалось в Главе 1, наглядным подтверждением существования электронных пузырьков в гелии были результаты

экспериментов по изучению прохождения зарядов через поверхность жидкого гелия в пар. В этом параграфе приводятся результаты подобных экспериментов. В экспериментах изучались полевые и температурные зависимости токов, текущих через поверхность раздела из жидкости в пар.

Ток положительных зарядов через поверхность жидкого водорода в конденсаторе при напряженностях тянущего электрического поля до 1000 В/см пренебрежимо мал (менее 1•10⁻¹⁵A). Сила тока отрицательных зарядов зависила от температуры и значений напряжений на источнике и на охранном кольце.



Puc.17. Зависимость тока отрицательных зарядов в конденсаторе от напряжения на охранном кольие V (приведено отношение J/J(0)). Кривые 1 и 2 ток через поверхность. Напряжение источник U=20B100B. коллектор u соответственно, температура Т=16К. Кривая 3 – конденсатор полностью заполнен жидкостью, напряжение U = 100B, темпе*ратура Т*=16,5*К*.

На рис.17 показана зависимость тока отрицательных

зарядов от напряжения на охранном кольце V при постоянной разности потенциалов между источником и коллектором U. Кривые 1 и 2 получены при температуре 16 K и отличаются величинами тянущего напряжения U. При приближении потенциала охранного кольца V к потенциалу источника U (коллектор практически заземлен) наблюдается резкое падение тока до нуля. В конденсаторе, полностью заполненном жидкостью (кривая *3* на рис.17, температура измерений 16,5K), с увеличением напряжения на охранном кольце ток проходит через максимум при малых значениях V, а затем медленно спадает при V > U. Это можно объяснить

частичной компенсацией вертикальной составляющей приложенного электрического поля. Резкое падение тока через поверхность в случае частично заполненного конденсатора (кривая 1, 2) связано, по-видимому, с компенсацией тянущего поля отрицательными зарядами иной структуры по сравнению с электронными пузырьками - кластерами, которые скапливаются под поверхностью и не могут перейти в газовую фазу. Об этом свидетельствует два факта. Первый - в отсутствие тока поверхность искривлена, а при подаче переменного напряжения на охранное кольцо можно наблюдать стоячие волны на поверхности жидкости (искривление формы поверхности и возникновение стоячих волн наблюдалось и при зарядами). Второй - при ступенчатом работе с положительными включении напряжения на охранном кольце при V < U время установления отрицательного тока было менее 10 с, а при V > U ток, коллектор, текущий через поверхность на приходил к новому стационарному значению за времена порядка 10^3 с, то есть за это время под поверхностью накапливался заряд, который компенсировал тянущее электрическое поле.



Puc.18. Температурная зависимость тока отрицательных зарядов в конденсаторе. Кривая 1 - ток через поверхность, напряжение источник - коллектор U = 10B, напряжение на охранном кольие V = 5B. Кривая 2 конденсатор полностью заполнен жидкостью, U=10B, V=5B.

На рис.18 кривая 1 описывает температурную зависимость тока отрицательных зарядов J(T) при разности потенциалов между источником и коллектором U=10B и напряжении на охранном кольце V=5B (стационарный ток). Аналогичные температурные зависимости наблюдались при U > V в диапазоне напряжений U = $1 \div 30B$. Кривая 2 описывает температурную зависимость коллекторного тока В конденсаторе, полностью заполненном жидкостью, при тех же напряжениях, что и кривая 1.

Как видно из рис.18, в конденсаторе, полностью заполненном жидкостью, в температурном интервале 14-20К ток в жидкости J_f слабо температуры. В конденсаторе, зависит OT частично заполненном жидкостью, при увеличении температуры от 14 до 17К ток через поверхность J(T) быстро возрастает, при этом выше 17К температурная зависимость J(T) приближается к зависимости $J_f(T)$. Из сравнения кривых 1 и 2 можно заключить, что при температурах ниже 17К в частично заполненном конденсаторе величина и температурная зависимость J(T) определяются условиями прохождения зарядов через поверхность. Выше 17К влияние поверхности незначительно.

Рис.19. Температурная зависимость положительного тока в триоде, жидким наполовину заполненном водородом с примесью трития, при прижимающем напряжении U=30B и напряжении на охранном кольце V=440B.



При длительном хранении β -активного источника в атмосфере газообразного водорода при комнатный температурах тритий из мишени может диффундировать в окружающий газ. В этом случае в ячейке, частично заполненной жидкостью, можно наблюдать достаточно большой ток как отрицательных, так и положительных зарядов в полях значительно меньших критических при V> U. Чтобы убедиться, что заряды в «грязном» водороде образуются не только в жидкости, но и в газе, мы специально собрали ячейку с двумя конденсаторами. В одном из конденсаторов мишень была закрыта металлической пластиной. Выяснилось, что при длительном хранении ячейки с водородом при комнатной температуре в конденсаторе с закрытой мишенью можно было наблюдать токи обоих знаков. Более того, замена мишени на пластину из нержавеющей стали не отразилась на абсолютных значениях тока.

На рис. 19 показана температурная зависимость положительного тока в конденсаторе в условиях, когда источник заменили на металлическую пластину, и использовался водород, длительное время находившийся в контакте с тритиевой мишенью. С ростом температуры от тройной точки ток увеличивался в соответствии с ростом плотности пара, достигал максимума, а затем уменьшался. После замены водорода в ячейке ток уменьшался до нуля во всем интервале температур.

Выше сказано, что положительные заряды не проходят через поверхность жидкости при температурах ниже 25К. Однако в «грязном» водороде наблюдается ток положительных зарядов. Поэтому разумно считать, что в «грязном» водороде мы регистрируем ток зарядов, образующихся в результате β-активного распада трития в газовой фазе. По

51

нашим оценкам, относительная концентрация трития в паре над «грязной» жидкостью в опытах достигла 10⁻⁹%. По этой причине эксперименты по



прохождению зарядов через поверхность проводились на «свежем» водороде, не контактировавшим ранее с тритиевой мишенью.

2.4. Вырывание зарядов из-под поверхности жидкого водорода

рис.20

показана

зависимость тока от напряжения на охранном кольце V при постоянном напряжении на источнике U = 600В (кривая 1) и зависимость тока отрицательных зарядов через поверхность жидкости от прижимающего напряжения на источнике U при постоянном напряжении на охранном кольце V = 600 В (кривая 2). Температура измерений 14,5К. Как и в случае малых прижимающих напряжений (Puc.17), на зависимостях J(U,V)наблюдается резкое изменение тока при V=U.

Ha

Отметим, что в случае V > U уменьшение тока при ступенчатом включении напряжения V на охранном кольце происходит не мгновенно, а в течение длительного времени, во много раз превосходящего время пролета зарядами расстояния между источником и поверхностью. Это связано с постепенным накоплением под поверхностью жидкости отрицательно заряженных кластеров, которые удерживаются от стекания на стенки ячейки напряжением V, *Рис.20.* Вольт-амперная характеристика наполовину заполненного конденсатора при *T*=14.6*K*.

приложенным к охранному кольцу. Увеличение со временем кривизны заряженной поверхности также свидетельствует об увеличении плотности накапливающихся зарядов. В случае работы с положительными зарядами ток через поверхность при температурах 14-25К был менее 10⁻¹⁵ А, т.е. положительные заряды практически не проникали через границу жидкость – пар. Однако изменение кривизны поверхности при изменении величины прижимающего напряжения указывало на накапливание положительных зарядов под поверхностью жидкости.

Визуальные наблюдения показали, что по мере повышения напряжения на охранном кольце и на источнике в условиях, когда ток через границу раздела фаз пренебрежимо мал (J<10⁻¹⁵A), поверхность жидкости в конденсаторе (или триоде) сильно искривляется: в центре конденсатора образуется участок поверхности – холм, по форме близкий к полусфере. В конденсаторе при постоянном напряжении выше некоторого критического, составляющего ≈500 В для положительных зарядов и ≈800 В для отрицательных зарядов, при температуре 14,6К можно наблюдать близкие к периодическим осцилляции поверхности жидкости. Высота холма в центре конденсатора со временем возрастает, достигает максимума, а затем поверхность резко релаксирует к плоскому исходному состоянию. В триоде при увеличении диаметра охранного кольца от 7,4 до 20 мм и диаметра коллектора до 19,5 мм критические напряжения, выше которых наблюдались подобные осцилляции, составляли ≈ 1000 В для зарядов обоих знаков. Отметим, что видимые характерные размеры

53

возмущенного участка поверхности при этом практически не изменились. Критическое напряжение уменьшалось с повышением температуры жидкости.

В момент релаксации поверхности электрометр регистрирует приход заряда на коллектор, т.е. поверхность разряжается. Поверхность скачком релаксирует к плоскому исходному состоянию, и далее процесс повторяется. Заметим, что мы не наблюдали случаев отрыва отдельных макроскопических капель от поверхности жидкости. После того как на поверхности жидкости образовался холм, незначительное уменьшение напряжения до ситуации V<U не приводило к уходу зарядов из-под поверхности.

На рис. 21 показана зависимость от времени величины положительного заряда Q(t), приходящего на коллектор при двух разных прижимающих напряжениях U = 550B (кривая 1) и U = 700B (кривая 2) при постоянном напряжении на охранном кольце равное V = 550B.

На рис. 22 представлены аналогичные зависимости Q(t) для отрицательных зарядов: при U = 1050 В и V = 1020 В (кривая 2), температура измерений 18 К; при U = 900 В, V= 950 В (кривая 1), температура измерений 16 К. Видно, что с повышением прижимающего напряжения U период осцилляций уменьшается. Высота ступени на рис. 21 и 22 составляет в среднем 3,4·10⁻¹¹ Кл для положительных зарядов и

Рис.21. Зависимость от времени величины положительного заряда, пришедшего на коллектор.



1,5·10⁻¹¹Кл для отрицательных зарядов при температуре 16 К. Плотность зарядов под поверхностью возмущённого участка, оцененная по высоте ступени на кривой Q(t), составляет $\approx 10^8$ см⁻². Эта величина близка к оценке плотности зарядов n_s в слое, полностью компенсирующем внешнее поле, оцененное по формуле $E = 4\pi e n_s$.

Рис.22. Зависимость от времени величины отрицательного заряда, пришедшего на коллектор.



Как показали наблюдения, при дальнейшем увеличении напряжения ток отрицательных зарядов резко возрастает, и одновременно исчезают осцилляции поверхности как целого, а поверхность при этом дрожит. Подчеркнем, что при напряжениях меньше критических выпуклый участок поверхности стабилен и ток зарядов обоих знаков через границу жидкость – пар был менее 10⁻¹⁵ А.

Эксперименты с триодом позволяют оценить время жизни зарядов под поверхностью жидкости. Накопление зарядов под поверхностью при

постоянных напряжениях U и V приводит к искривлению поверхности Радиус кривизны этого участка зависит от жидкости. величины приложенного прижимающего напряжения. Если затем источник заземлить, а напряжение между сеткой и коллектором поддерживать постоянным, то по скорости релаксации изогнутой поверхности можно оценить скорость стекания зарядов. Изменение кривизны поверхности в данных экспериментах регистрировалось по отклонению лазерного луча, отраженного от поверхности жидкости. Оказалось, что в течение ~1 ч кривизна поверхности, а, следовательно, и плотность как положительных, так и отрицательных зарядов не изменяется (с точностью до 2%). Ток через поверхность жидкости на коллектор при заземленном источнике был менее 10⁻¹⁵А. Для этих измерений мы использовали водород без примесей трития. Таким образом, можно заключить, что время жизни положительных и отрицательных зарядов, которые накапливаются под поверхностью при температурах 14-20 К, составляет более 1 ч. С другой стороны, в [55] мы отмечали, что электроны, локализованные в отрицательно заряженных пузырьках, могут проходить через границу жидкого водорода. Время жизни пузырька под поверхностью, оцененное по изменению тока через поверхность в триоде при температуре около 14 К и при малых напряжениях U<V, оказалось менее 10 с.

2.5. Обсуждение

Оценка эффективного радиуса отрицательных зарядов в жидком водороде из данных по подвижности по формуле Стокса показывает, что в жидком водороде, вероятно, существуют заряды двух разных размеров. Первый из них имеет радиус около 10Å при температурах выше 20К. Второй тип отрицательных зарядов имеет радиус заметно меньше, чем 10Å, и при температуре 14К величина радиуса R_a не превосходит 4,5Å. Так как эффективный радиус заряда первого типа оказывается близким к теоретической оценке радиуса электронного пузырька из работы [20], разумно предположить, как и в работе [16], что наблюдаемые при T>20К заряды являются электронами, локализованными в пузырьках. Второй тип отрицательных зарядов, возможно, представляет собой кластеры, состоящие из центрального иона и слоя отвердевшего водорода вокруг него, то есть имеет структуру близкую к структуре положительного заряда.

Напомним, что средняя энергия β - частицы составляет величину около 5 кэВ, энергия ионизации молекулы H₂ (образования H₂⁺) равна 15,6 эВ, а энергия диссоциации молекулы H₂ на два нейтральных атома H в жидком водороде близка к 6,6 эВ. Таким образом, в жидком водороде вдоль трека β - частицы из молекул H₂ образуются положительно заряженные ионы H₂⁺, атомы водорода H и электроны. Кроме того, атомарный водород способен захватить электрон и создать отрицательно заряженный ион H⁻. Энергия связи электрона в ионе H⁻ в жидкости оценивается как 0,7 эВ [61]. Следовательно, возникновение стабильного иона H⁻ и образование отрицательно заряженного кластера H⁻(H₂)_n в жидком водороде возможно.

Оценка радиуса комплекса $H^{-}(H_2)_n$ была выполнена в работе [62]. Анализ полной энергии комплекса, содержащей вклады электрического поля с учетом взаимодействия электрона иона H^{-} с электронами окружающих молекул, поверхностного натяжения и энергии затвердевания, показал, что радиус комплекса R_a может находиться в пределах от 3,1Å до 5,6Å. Эта оценка находится в удовлетворительном согласии с экспериментально определенной величиной радиуса комплекса $H^{-}(H_2)_n$.

Из наших экспериментальных данных и работы [16] можно предположить, что в жидком водороде существуют положительно

заряженные комплексы типа $H_2^+(H_2)_n$ радиусом около 10Å, отрицательно заряженные пузырьки радиусом также около 10Å с локализованным внутри электроном и отрицательно заряженные кластеры $H^-(H_2)_n$ радиусом R_a близким к 4,5Å. Однако из оценок, выполненных в Главе 1, следует, что радиус Аткинса R^+ (45Å) превосходит и радиус электронного пузырька, и радиусы заряженных комплексов, что противоречит сформулированному выше предположению о типах зарядов и их размерах. Кроме того, очевидно, что модель Феррела [21] справедлива при условии, что радиус электронного пузырька R_- превосходит радиус Аткинса R^+ [22].

Чтобы противоречие преодолеть возникшее рассмотрим положительно заряженный комплекс в жидком водороде. Его размеры определяются напряженностью электрического поля, создаваемого поляризуемостью центральным ионом, молекулы И давлением затвердевания P_s. Однако, очевидно, что размеры возникшего кластера не могут расти бесконечно с приближением к тройной точке или с ростом внешнего давления Р, а будут ограничиваться другими механизмами. На роль этого механизма в первую очередь претендуют температурные флуктуации. В этом случае радиус комплекса можно оценить из равенства энергии молекулы водорода в электрическом поле центрального иона и энергии тепловых флуктуаций,

$$\varepsilon p_0 e^2 / R_T^4 \approx \delta kT$$

Расчет для T=15К дает величину радиуса R_T равную ≈ 10 Å при $\delta=1$, что кажется очень замечательным результатом. Таким образом, можно констатировать, что радиус комплекса R_+ значительно меньше, чем радиус, полученный из равенства давления затвердевания P_s и избыточного поляризационного давления P_e , и не может превосходить R_T (≈ 10 Å). Кроме того, R_+ оказывается близким к радиусу электронного пузырька R_- . Учитывая допущения сделанные при получении оценки радиуса R_T , можно построить неравенство $R_- > R_+ \approx R_T > R_a$ и тем самым снять все противоречия.

В жидком гелии, как показывает оценка, радиус R_T при T=1К также равен приблизительно 10Å и неравенство $R_- > R_+$ выполняется с хорошим запасом, так как $R_- = 18$ Å, а $R_+ = 7$ Å [63].

Таким образом, можно заключить, что в жидком водороде положительно заряженный комплекс формируется поляризационным взаимодействием, но радиус, вероятно, определяется температурными флуктуациями в отличие от случая жидкого гелия [64].

Эксперименты по прохождению зарядов через поверхность жидкого водорода были призваны подтвердить качественно существование в жидком водороде зарядов принципиально разной структуры: электронный пузырек и кластер.

Наблюдение стационарного тока отрицательных зарядов через поверхность раздела жидкость-пар при малых напряжениях свидетельствует о существование электронных пузырьков в жидком водороде [65]. Естественно предположить, что так же, как и в гелии [26-28], на расстояниях порядка радиуса пузырька от поверхности электрон может туннелировать через границу раздела фаз. Приближению пузырька к поверхности препятствуют силы электрического изображения. Чтобы по кривым J(T) определить эффективную высоту барьера, препятствующего прохождению отрицательных зарядов ИЗ жидкости В пар, экспериментальную зависимость $J^{-1}(T)$ можно описать суммой $J^{-1}(T) = J_1^{-1}$ $^{1}(T) - J_{2}^{-1}(T)$, где $J_{1}(T)$ и $J_{2}(T)$, соответствуют высокотемпературной и низкотемпературной кривой асимптотикам тока на 1 рис.18. Предполагается, что температурная зависимость $J_1(T)$ определяется

59

объемной компонентой, то есть $J_1(T) = aJ_f(T)$, где а - численный параметр. Далее предполагается, ЧТО движению электронного пузырька К поверхности препятствует энергетический барьер, создаваемый силами электрического изображения, то есть $J_2(T) = bexp(-G/T)$, где b - численный параметр, а G - высота барьера. Найденная подгонкой аналитических кривых к экспериментальным данным барьера высота составила G=350±70К. Точность определения G ограничена, в основном, узостью температурного интервала.

По величине G можно оценить эффективное расстояние от поверхности R^* , с которого происходит туннелирование электрона из жидкости в пар. Воспользовавшись формулой (1) из Главы 1, получаем $R^* = 10,6 \pm 2$ Å. Из измерений подвижности [60] следует, что радиус пузырька составляет $R_{-} \approx 8$ -9Å. Теоретические расчеты [20] также дают близкое значение $R_{-} \approx 10$ Å. Так как теоретические модели предполагают, что эффективное расстояние от поверхности R^* и радиус электронного пузырька R_{-} [29] почти совпадают, то близость полученных нами величин подтверждает наше предположение о существовании электронных пузырьков в жидком водороде с радиусом около 10Å.

Обратимся теперь к экспериментам, выполненным в больших электрических полях [66]. Измерение времени релаксации заряженной поверхности показывает, что под поверхностью жидкого водорода можно создать слой отрицательно или положительно заряженных кластеров и удерживать его длительное время (часы). С другой стороны время жизни электронного пузырька под поверхностью даже в слабых электрических полях составляет 10 с. Поэтому можно констатировать, что в жидкости существуют два типа отрицательных зарядов. Один из них – это пузырек с локализованным внутри него электроном – определяет величину тока, проходящего через границу жидкость – пар. Заряды второго типа – это кластеры, состоящие из отрицательно заряженного иона Н⁻ [62] или иона примеси, которые окружены слоем молекул водорода. Эти кластеры накапливаются под поверхностью подобно положительным зарядам. В работе [62] в пользу существования кластера Н⁻(H₂)_n привлекается обнаруженная в [60] релаксация тока зарядов после набора водорода в ячейку или после плавления образца твердого водорода.

Таким образом, по результатам изучения прохождения тока через границу жидкость-пар можно заключить, что в жидком водороде под действием облучения β - электронами образуются как электронные пузырьки, так и отрицательно и положительно заряженные ионные кластеры, вероятность прохождения которых через границу раздела фаз мала по сравнению с локализованными в жидкости электронами.

Периодические осцилляции поверхности как целого возникают из-за того, что при данных размерах ячейки в электрических полях, незначительно превосходящих критические, возможно образование только одного возмущенного участка (для образования нескольких возмущенных участков, возможно, требуется, чтобы расстояние между ними было много больше их характерного размера, $\sim \lambda$). После выхода зарядов из-под границы раздела жидкость – пар время, необходимое для накопления новой критической при данной температуре порции зарядов (т. е. период осцилляций), определяется мощностью источника и скоростью движения зарядов в жидкости. Естественно поэтому, что при увеличении напряженности прижимающего поля или при повышении температуры период осцилляций уменьшается.

Критическое электрическое поле, необходимое для выравнивания зарядов, можно оценить как поле, необходимое для отрыва заряженной полусферы радиусом г_с от поверхности жидкости [67]

$$E_c = 1,27 \cdot 10^4 (\Delta \rho \sigma)^{1/4} \text{B/см},$$

а критический радиус выпуклого участка поверхности

$$r_c = (3\sigma/\Delta\rho g)^{1/2} \mathrm{CM},$$

где σ - коэффициент поверхностного натяжения водорода; $\Delta \rho$ - разность плотностей жидкости и пара; g – гравитационная постоянная. Расчетное значение E_c в водороде при температуре 15К равно 8500 В/см и превосходит экспериментальную величину, равную 5000 В/см в триоде для положительных и отрицательных зарядов. В то же время расчетное значение критического радиуса выпуклого участка поверхности r_c составляет 2,5 мм, что близко к наблюдаемой в эксперименте величине. Причиной расхождения экспериментальных и расчетных значений E_c может быть, например, нестабильность поверхности жидкости из-за вибраций криостата или сильная неоднородность электрического поля над выпуклым участком поверхности жидкости.

Заключение.

В Главе 2 продемонстрировано, что под поверхностью жидкого водорода можно создать слой положительных или отрицательных зарядов и удерживать его в течение достаточно длительного времени. Плотность зарядов под поверхностью достигает 10⁸ см⁻². Показано, что в жидком водороде под действием В-излучения образуются как электронные пузырьки, так и отрицательно заряженные ионные кластеры, которые так же, как и положительные заряды, могут накапливаться под поверхностью. Радиус электронного пузырька, оцениваемый по данным экспериментов по изучению движения зарядов в объеме жидкого водорода и по прохождению зарядов через поверхность, составляет ≈10Å. Отрицательно заряженный кластер организован, по-видимому, ионом Н⁻ и слоем молекул вокруг него, удерживаемых поляризационными силами. Радиус отрицательно заряженного ионного кластера, как это следует из измерений подвижности В водороде, меньше, чем у отрицательно жидком

62

заряженного пузырька и близок к 5Å, то есть центральный ион окружен одним-двумя слоями молекул [62].

Глава 3. Реконструкция заряженной поверхности жидкого водорода в электрическом поле.

3.1. Экспериментальная методика.

Эксперименты были проведены в ячейках двух типов (плоские конденсаторы D1 и D2), которые размещались в оптическом контейнере, рис.23. Контейнеры находились внутри вакуумной камеры гелиевого оптического криостата и охлаждались медным холодопроводом, контактирующим с жидким гелием.



Рис.23. Конструкции экспериментальных ячеек с конденсаторами D1 и D2. 1 - поверхность жидкого водорода, 2 - медные обкладки конденсатора, 3 - радиоактивный источник, 4 - гетинакс, 5 - охранное

В качестве источников зарядов использовались радиоактивные пластины (мишени), излучающие β - частицы. Знак зарядов, прижимаемых к поверхности жидкости, определялся полярностью напряжения U, приложенного между обкладками конденсатора. С помощью электрометра, подключаемого к коллектору, находящемуся в паре, можно было измерять ток, проходящий через поверхность. В экспериментах исследовались

свойства положительно заряженной поверхности, так как положительные заряда практически не проходят через поверхность раздела жидкий водород-пар при напряжениях, используемых в данных экспериментах [66].

В конденсаторе D1 вокруг радиоактивной пластины установили охранное кольцо диаметром 25 мм и высотой 3 мм, изготовленное из фольгированного гетинакса, которое препятствовало уходу зарядов из-под поверхности жидкости на стенки контейнера. Охранное кольцо и радиоактивная мишень образовывали стакан, в который конденсировали водород. Толщина слоя жидкости составляла 3 мм. Над стаканом располагалась вторая металлическая пластина-коллектор диаметром 25 мм. Расстояние мишень - коллектор составляло 6 мм.

В конденсаторе D2 мишень диаметром 3 мм устанавливалась на специально охлаждаемой верхней медной пластине, на которую конденсировался водород. Коллектор располагался внизу и расстояние источник - коллектор составляло 3 мм.

Форму заряженной поверхности контролировали визуально с помощью телекамеры. Изменение кривизны заряженной поверхности определяли по отклонению отраженного от поверхности лазерного луча, распространяющегося почти параллельно поверхности.

64

Рис.24. Фотография заряженной поверхности жидкого водоро сконденсированного на нижнюю обкладку конденсатора. Линейн горизонтальный размер видимого изображения равен 10 мм.



На рис.24 приведена фотография заряженной поверхности жидкого водорода, сконденсированного на нижнюю обкладку конденсатора Д1 при разности потенциалов между обкладками U=1620B и температуре T=17K [68]. В середине фотографии отчетливо виден холм. Отметим, что линейный горизонтальный размер показанного на фотографии участка поверхности составляет 10мм, что в два с половиной раза меньше диаметра охранного кольца.

В конденсаторе D2 с помощью нагревателей, расположенных на стенках контейнера и на обкладках конденсатора, температура нижней обкладки устанавливалась выше температуры верхней пластины. Газообразный водород конденсировался, в основном, на верхнюю обкладку. Конденсацию проводили при нулевой разности напряжения между обкладками конденсатора, U=0B. По мере роста толщины слоя форма незаряженной поверхности жидкости жидкости изменялась с течением времени: от практически плоской при малых объемах жидкости в слое (V < 5 мм^3) до каплевидной при больших объемах. По окончании конденсации контейнер выдерживали в течение нескольких десятков минут при постоянной температуре для полной переконденсации жидкости со стенок контейнера и нижней обкладки на верхнюю пластину конденсатора. Включение разности потенциалов между обкладками конденсатора приводило к накоплению зарядов под поверхностью жидкости. В дополнение к силе тяжести на поверхность действовали электрические силы, направленные в ту же сторону. В результате этого профиль поверхности капли изменялся. На рис. 25 показаны две фотографии равновесного профиля заряженной поверхности двух капель жидкого водорода разного объема при разности потенциалов между обкладками конденсатора U=500B. Температура измерений 18,5 К.



Рис.25. Две фотография заряженной поверхности капли, сконденсированных на верхнюю обкладку конденсатора D2.

3.2. Солитон на заряженной поверхности жидкого водорода.

Вначале приведем результаты исследований свойств эквипотенциально заряженной поверхности жидкого водорода, сконденсированного на нижнюю обкладку конденсатора D1.

При малых напряжениях между обкладками конденсатора эквипотенциально заряженная поверхность жидкости слегка изгибалась в При превышении некоторого сторону коллектора. критического напряжения U_{c1} на поверхности появлялся макроскопический участокхолм с характерными линейными размерами в несколько миллиметров и высотой порядка 0,1мм. Этот одиночный холм можно было передвигать в середине конденсатора, слегка изменяя наклон ячейки. На рис.26 точками приведен результат сканирования изображения профиля холма. B постоянном поле форма профиля сохранялась неизменной за время наблюдений более 10³ сек., а ток зарядов через поверхность, который мы измеряли с помощью электрометра, подсоединенного к верхней обкладке конденсатора, был менее 10^{-15} А. Высоту деформированного участка поверхности (холма) в центре конденсатора можно было изменять, варьируя напряжение между обкладками конденсатора.





При напряжениях, превосходящих первое критическое U_{c1} на ≈20%, холм на заряженной поверхности терял устойчивость, и наблюдался

импульсный разряд (второе критическое напряжение U_{c2}). При разряде из вершины била холма Рис.27. Фотография заряженной поверхности в момент р заряженная струяU=1750B, T=15К. Горизонтальный размер -5мм. жидкости гейзер. Фотография поверхности жидкости В момент показана разряда на рис.27. При разряде на коллектор приходит



порядка 10^8 зарядов. При постоянном напряжении после разряда поверхность возвращалась в плоское исходное состояние, а затем процесс повторялся. О наблюдениях квазипериодических осцилляций тока через поверхность жидкого водорода в полях U>U_{c2} [66] уже говорилось в Главе 2..

При напряжениях в несколько раз выше U_{c2} поверхность вновь становилась плоской, и электрометр регистрировал прохождение зарядов через поверхности без образования на ней какой либо структуры. Ток в

конденсаторе был меньше тока насыщения мишени в жидкости, то есть электрическое поле было меньше поля пробоя в жидкости или газе. Повидимому, аналогичное явление при прохождении зарядов через поверхность ранее наблюдали в работе [67] в экспериментах с жидким гелием и азотом.

Зависимость максимального угла отклонения лазерного луча β(U), отражающегося от поверхности водорода, от приложенного напряжения U при температурах измерений 15, 20 и 25.4К представлена на рис.28 [69].



Поясним, что в эксперименте находилась точка на поверхности жидкости, где угол отражения был максимальным. На рис.29. приведена производная $\beta'(U)=d\beta/dU$ зависимости $\beta(U)$, измеренной при 20К. Видно, что при малых напряжениях U<U_{c1} угол β слабо возрастает с ростом напряжения. При превышении критического напряжения U_{c1}, отмеченного на рисунке стрелкой, зависимость β от напряжения U изменяется на более сильную. Величина U_{c1}, как видно из рис.29, может быть хорошо определена из зависимости производной $\beta'(U)$. Из подобных зависимостей $\beta'(U)$ были



Рис.29. Производная по напряжению зависимости $\beta(U)$, измеренной при T=20K (рис.28). Стрелкой отмечено первое критическое напряжение U_{cl} .

получены значения U_{c1} для разных температур, которые приведены на рис.30. С ростом температуры величина U_{c1} уменьшается. Второе критическое напряжение U_{c2} , при котором наблюдается разряд реконструированной поверхности, уменьшается с понижением температуры жидкости по закону близкому к линейному, как видно из рис.30.



Рис.30. Температурные зависимости первого U_{cl} второго U_{c^2} u критических напряжезаряженной ний поверхности жидкого водорода. Точки эксперимент. Нижняя кривая $U_{cl}(T)$ - расчет, верхняя прямая демонстрирует линейтемпературную ную зависимость U_{c2} .

3.3. Заряженная капля в электрическом поле.

Далее приведены результаты исследований эволюции эквипотенциально заряженной поверхности жидкого слоя водорода, сконденсированного на верхнюю обкладку в конденсаторе D2.

При нулевом напряжении форма поверхности исходного слоя жидкости, смачивающего верхнюю обкладку, была близка к плоской при объеме жидкости в слое менее 5 мм³ и приобретала каплевидную форму по мере увеличения объема жидкости.

На рис.31 показаны профили заряженных капель объемом V=30 мм³ и 60 см³ при разности потенциалов между обкладками конденсатора U=350B, 560B (точки - эксперимент, сплошная кривая - расчет). С ростом напряжения амплитуда капли увеличивалась, и при некотором значении U_{c3} наблюдался разряд. Величина этого критического напряжения зависела от объема жидкости в капле (амплитуды при U=0B). Для объема жидкости 30 см³ в капле разряд наблюдался при напряжении U=800B. Объем жидкости в капле оценивался интегрированием профиля капли. Абсолютная ошибка оценки объема составляет ± 10%.



Рис.31. Профиль поверхности заряженной капли объемом 30 и 60 мм³ при постоянных напряжениях между обкладками конденсатора. Сплошные кривые – расчет по (15).
На рис.32 показана зависимость амплитуды капли от приложенного напряжения (точки - эксперимент, сплошная кривая - расчет). Оцененный объем жидкости в капле был около 60 мм³. В отличие от поведения плоского слоя в конденсаторе D1 амплитуда капли растет при напряжениях, много меньших первого критического напряжения реконструкции поверхности U_{c1} для слоя жидкости на нижней обкладке конденсаторе D1. Амплитуда капли A(U) монотонно увеличивается с ростом напряжения по закону A~U^s более сильному, чем линейный, s>1.



Рис.32. Зависимость амплитуды капли постоянного объема V=60 мм³ от приложенного напряжения при температуре жидкости 19.3К.

Для сравнения на рис.33 показаны зависимость амплитуды капли A от объема жидкости, полученная испарением при температуре 18,5К предварительно сконденсированной капли в нулевом поле (темные точки) и при постоянном напряжении между обкладками конденсатора U=630B. Видно, что с уменьшением объема жидкости амплитуда капли монотонно уменьшается. Приложение напряжения между обкладками конденсатора приводит к возрастанию амплитуды капли и изменяет зависимость A(U).



Рис.33. Зависимость амплитуды капли от объема жидкости в электрическом поле () и без поля (●). Температура жидкости равна 18.5К. Сплошная и пунктирная линия – расчет.

3.4. Обсуждение

Прежде всего, нужно отметить, что

экспериментальная ситуация, в которой наблюдается реконструкция плоской заряженной поверхности жидкого водорода в данной работе, качественно отличается от ситуации исследованной в [3], где полное число фиксировано, зарядов на поверхности И вдали ОТ центра реконструированного поверхности отдельной участка вне многоэлектронной лунки концентрация зарядов была равна нулю, так что электрическое поле вблизи поверхности неоднородно И В эквипотенциальность имела место лишь в заряженном ядре лунки. наших экспериментах плотность зарядов под поверхностью вдали от деформированного участка (холма) не равна нулю и определяется величиной приложенного напряжения между пластинами конденсатора. При ЭТОМ вся реконструированная поверхность остается эквипотенциальной, так как в наших экспериментах использовался постоянно работающий источник зарядов, И число зарядов под поверхностью возрастает с увеличением напряжения, приложенного к источнику зарядов и охранному кольцу. Таким образом, холм на

Рис.34. Фотография заряженной капли, сконденсированной на верхнюю обкладку конденсатора. U=2200B, T=15К. заряженной поверхности (рис.24) не является аналогом многозарядной лунки, которая возникает в условиях слабой заряженности на поверхности массивного гелия [3].

Чтобы подчеркнуть ситуации заряженной отличие с эквипотенциальной поверхностью жидкой капли ОТ ситуации с фиксированным числом зарядов под поверхностью, на рис.34 приведена фотография заряженной капли в электрическом поле, когда все заряды собрались в вершине, U=2800B [70]. Этот пример, по-видимому, аналогичен случаю формирования индивидуальных лунок на поверхности жидкого гелия при фиксированном числе электронов над поверхностью. При напряжении между обкладками конденсатора U=2800В капля



разрядилась.

В Главе 2 отмечалось, что стационарная реконструкция заряженной плоской поверхности жидкости при полной компенсации зарядами прижимающего поля ранее не наблюдалась. В наших экспериментах время жизни заряженного холма в области напряжений U_{c1}
U< U_{c2} достаточно велико (более 10³ сек.), поэтому можно говорить о наблюдении стационарной реконструированной эквипотенциальной поверхности слоя

водорода в условиях, когда расстояние от заряженной поверхности до управляющего электрода d ~λ.

Аналогичное явление наблюдалось и на заряженной поверхности полной жидкого гелия при компенсации электронами внешнего [68]. Ha рис.35а б электрического поля И показаны две интерференционные картины заряженной поверхности пленки жидкого гелия до и после появления деформированного участка (отмечен стрелкой на рис.35б). Диаметр темного пятна в центре деформированного участка равен 1,5 мм. Разность потенциалов между обкладками конденсатора составляет U=170B, температура измерений Т=4,2К, толщина слоя жидкости - 0,15 мм. Концентрация зарядов вдали от деформированного участка оставалась практически неизменной, что следует из равенства расстояний между интерференционными полосами на краях заряженной поверхности. Этот факт отмечается специально, чтобы подчеркнуть сохранение эквипотенциальности жидкой поверхности при ее деформации.



Рис.35. Интерферограмма эквипотенциально заряженной поверхности жидкого гелия до а) и после б) образования одиночной лунки (отмечена стрелкой). Диаметр видимого участка жидкости – 20 мм.

Деформированный участок был стабилен в течение 1,2 сек, а затем разряжался на нижнюю обкладку конденсатора. При толщине слоя жидкости 0,1 мм и U=400B время жизни деформированного участка уменьшилось до 0,4 сек, но по-прежнему было много больше характерного времени релаксации возмущений в слое электронов над поверхностью гелия. Это свидетельствует о стабильности реконструированной заряженной поверхности тонкого слоя жидкого гелия.

В соответствии с результатами изучения прохождения заряженных частиц через границу жидкий водород - пар [66] можно считать, что в электрических полей исследованном диапазоне И температур положительные заряды практически не проникают через поверхность и в накапливающийся под поверхностью стационарных условиях заряд, раздела жидкость-пар, полностью компенсирует приложенное электрическое поле в объеме жидкости. Поэтому задача об отыскании равновесной формы поверхности жидкости во внешнем стационарном электрическом поле в этих условиях аналогична такой же задаче для жидкого проводника. Недавно в работах [5,71] были рассмотрены описывающие равновесную реконструкцию теоретические модели, заряженной поверхности в закритической области напряжений, то есть при напряжениях выше первого критического значения U>U_{c1}.

В работе [5] рассматривался одномерный случай, соответствующий образованию периодической системы "валов" на бесконечной поверхности тонкой пленки гелия (толщина h<< λ) заряженной электронами в прижимающем поле выше первого критического E>U_{c1}/h. Уединенный вал (холм) соответствует бесконечно большому периоду (применительно к нашему эксперименту, много больше диаметра экспериментальной ячейки). Форма поверхности холма может быть описана колоколообразной функцией безразмерного параметра x/R, где R характерный горизонтальный размер.

Несколько иная теоретическая модель, описывающая реконструкцию плоской заряженной поверхности жидкости в сосуде конечного размера при d<<λ, с учетом сохранения объема жидкости в слое и условий смачивания жидкостью стенок сосуда при полной компенсации зарядами тянущего электрического поля в объеме жидкости развита в [71]. Форма реконструированной заряженной поверхности, также имеет ВИД периодической функции. При малых напряжениях форма поверхности близка к косинусоидальной. Учет граничных условий (угол смачивания) приводит к ситуации, когда в ячейке конечного размера возможен ряд решений: от одиночного вала в центре ячейки до бесконечного числа симметрично расположенных валов. Высота вала может возрастать, как и эксперименте, С увеличением напряжения между обкладками В конденсатора. Вопрос о предпочтении одиночного холма, который наблюдается в эксперименте, перед другими решениями требует отдельного изучения.

Профиль холма, представленный на рис.25 хорошо описываются колоколообразной функцией вида $z(x) = Zexp(-x^2/R^2)$, где Z-высота, Rхарактерный размер холма. На рисунке 26 через экспериментальные точки проведена зависимость z(x) с подгоночными параметрами Z=0,35 мм и R=2,5 мм. Выбранная нами подгоночная функция z(x) является гладкой, интегрируемой и удовлетворяет требованиям, накладываемым на такие функции В работах [5,71]. Однако, количественное сравнение предсказаний обоих теоретических моделей с экспериментальными результатами затруднено главным образом из-за того, что результаты [5,71] были получены для случая, существенно одномерной ситуации и рассмотрена ситуация тонкой пленки, h<< λ или d<< λ , a в эксперименте приведенный в [71] расчет показал чрезвычайную d~λ. Кроме того, чувствительность полевой зависимости высоты холма, формирующегося в сосуде конечных размеров к выбору граничных условий на стенках сосуда.

Поэтому соответствие между экспериментом и теорией может быть только качественным.

Теоретические модели реконструкции заряженной поверхности жидкого [1,5,71]диэлектрика предсказывают, что амплитуда реконструированной поверхности должна быть функцией параметра надкритичности $\gamma = (U^2/U_{c1}^2 - 1)$. В наших экспериментах об эволюции формы холма с повышением приложенного напряжения можно судить по зависимостям от напряжения угла отражения лазерного луча от заряженной поверхности водорода $\beta(U)$. Из графиков, показанных на рис. 28 - 29, видно, что существует два различных режима изменения формы свободной поверхности жидкости: а) до достижения первого критического напряжения U_{c1} и б) при напряжениях выше U_{c1}. Начальный участок (U<U_{c1}), может соответствовать слабому искривлению заряженной поверхности жидкости фиксированного объема в поле конденсатора. В полях выше первого критического в области U_{c1}<U<U_{c2}, где поверхность реконструирована, экспериментальная зависимость может быть описана соотношением $\beta \propto \gamma^m$, где показатель степени 2<m<3, рис.36. Этот участок кривой $\beta(U)$ описывает изменение наклона боковой поверхности холма при повышении напряжения U.



Puc.36. Зависимость максимального *vгла* отражения лазерного луча om параметра надкритичности Y. Сплошная кривая описывает зависимость $\gamma \sim \beta^{2,5}$. Температура измерений Т=18К.

Полученные в наших экспериментах значения первого критического напряжения U_{c1}, т.е. напряжения при котором возникает холм на поверхности жидкости, оказались близки к прижимающему напряжению, при котором, согласно [47], теряет устойчивость плоская бесконечная эквипотенциально заряженная поверхность глубиной много меньше капиллярной постоянной λ.

На рис.30 сплошной кривой показана теоретическая зависимость критического напряжения $U_{c1}(T) = \sqrt{4\pi g \rho d^3}$ от температуры жидкости [47]. С ростом температуры величина U_{c1}(T) изменяется из-за понижения плотности жидкости ρ и изменения расстояния d от поверхности до управляющего электрода вследствие перераспределения жидкости водорода между жидкой и паровой фазами в замкнутом контейнере при постоянной массе водорода (давление в контейнере растет с повышением температуры). Видно. что интервале температур 15-26К В экспериментальные значения U_{c1} хорошо совпадают с расчетной кривой $U_{c1}(T)$. Таким образом, величина и температурная зависимость первого критического напряжения U_{c1}, при котором наблюдается образование холма на поверхности жидкости, могут быть описаны в простой модели плоской тонкой бесконечной заряженной рамках поверхности. Второе критическое напряжение U_{c2}, также как и первое критическое напряжение U_{c1}, уменьшается с повышением температуры, причем эта зависимость близка к линейной (на рисунке для иллюстрации через экспериментальные точки U_{c2} проведена прямая линия).

При напряжениях выше второго критического значения U_{c2} заряженная реконструированная поверхность неустойчива. Струя, которая вырывается из вершины холма при разряде, имеет характерный диаметр в

несколько десятых долей миллиметра, то есть много меньше капиллярной длины. Аналогичное явление - возникновение ионных струй (гейзеров) на поверхности сверхтекучего гелия в сильных полях наблюдали в работе [46] и недавно в работе [72]. Вопросы о развитии неустойчивости на заряженной реконструированной поверхности при напряжениях вблизи U_{c2} и о причинах линейной зависимости от температуры U_{c2} требуют отдельного исследования.

На фазовой диаграмме в координатах напряжение U - температура Т можно выделить область существования стационарного холма на заряженной поверхности и поэтому можно утверждать, что мы наблюдаем фазовый переход плоской заряженной поверхности в новое устойчивое состояние.

Судя по зависимостям $\beta(U)$ и $\beta'(U)$ образование холма на эквипотенциально заряженной поверхности в условиях полной компенсации зарядами приложенного электрического поля и сохранения объема жидкости в слое является переходом близким к фазовому переходу второго рода. Действительно, в точке U=U_{c1} на зависимости производной $\beta'(U)$ имеется излом, а не скачок, как требуется для фазового перехода первого рода. Кроме того, об этом же свидетельствуют и результаты измерений спектра поверхностных колебаний в электрических полях выше и ниже критического значения [73], которые будут представлены в Главе 4.

С точностью наших измерений высота холма увеличивается плавно от нуля с ростом тянущего напряжения при $U>U_{c1}$. Заметим, что высота холма мала по сравнению с расстоянием d и капиллярной длиной в диапазоне напряжений $U_{c1}<U<U_{c2}$.

В тоже время в работе [71] указывается, что высота холма, возникшего на поверхности при U=U_{c1}, может иметь конечное значение вследствие конечной величины угла смачивания жидкостью стенок охранного кольца. Однако эта начальная высота холма мала по

сравнению с расстоянием d, то есть по сравнению с капиллярной длиной λ применительно к нашим экспериментам, в меру малости угла смачивания. Так как в наших экспериментах жидкий водород конденсировался под срез охранного кольца, то угол между заряженной поверхностью и поверхностью охранного кольца действительно был близок к нулю. К сожалению, конкретные условия нашего эксперимента в работе [71] ввиду сложности решения задачи не рассматривались.

Обсудим теперь результаты, полученные в экспериментах с жидким водородом, сконденсированным на верхнюю обкладку конденсатора.

В работе [49] вариационным методом решена задача о форме заряженной капли, образующейся под действием силы гравитации и тянущего электрического поля на верхней обкладке конденсатора в условиях полной компенсации зарядами электрического поля в объеме жидкости. Эта задача эквивалентна задаче о равновесной форме реконструированной поверхности заряженного слоя жидкости на нижней Отличия обкладке конденсатора. заключаются знаке В перед гравитационным членом при записи выражения для свободной энергии и в условии сохранения объема. В задаче находится устойчивый минимум свободной энергии капли при сохранении полного объема жидкости. При выводе выражения для свободной энергии применяется длинноволновое приближение и разложение по степеням A/d<<1, где A - амплитуда капли. В качестве пробной выбирается некоторая безразмерная колоколообразная функция $Af(|\mathbf{r}|/\mathbf{R})$ переменной $x = |\mathbf{r}|/\mathbf{R}$, где \mathbf{R} - эффективный линейный размер капли, которая описывает форму свободной поверхности капли и нормирована условием $f(0)=1, f(x) \rightarrow 0$ при x>>1. Вследствие хорошего смачивания жидким водородом металлической пластины краевой угол на границе капли принимается равным нулю.

В отличие от ситуации с плоским слоем жидкости, расположенном на нижней обкладке конденсатора, в данной геометрии сила тяжести и

электрические силы действуют в одном направлении (вниз) так, что гравитационные силы не могут быть уравновешены электрическими. Форма поверхности капли стабилизируется капиллярными силами. Анализ, приведенный в [49, 70], показывает, что в условиях, когда силы гравитации и электрические силы растягивают поверхность капли, формально, квадрат первого критического напряжения является значении g, $U_{c1}^2 =$ величиной при положительном отрицательной 4πρgd³, то есть уже при U=0В форма поверхности капли соответствует реконструированному состоянию. Зависимость амплитуда капли от приложенного напряжения не имеет особенности вплоть до напряжений, Это когда происходит разряд. согласуется С полученными экспериментальными результатами.

Зависимость амплитуды капли от приложенного напряжения и объема жидкости в капле V может быть записана в виде

$$A = c_1 V(\rho g + U^2 / 4\pi d^3) / (\alpha - c_2 V U^2 / 4\pi d^4)$$
(14)

Здесь c_{1,2} - параметры, которые определяются только видом пробной функции.

Для функции вида

где $J_0(x)$ - функция Бесселя , β_1 -первый ноль функции Бесселя первого порядка, $J_1(\beta_1)=0$. Значения параметров $c_{1,2}$, входящих в выражение (14) для функции вида (15) имеют следующие величины:

 $c_1 = 0,0755, \quad c_2 = 0,106$

Выбор пробной функции f(x) вида (15) обоснован в [49].

На рис.31 показано сравнение экспериментального профиля заряженной капли с выбранной пробной функцией (15). Видно, что

выбранная пробная функция с подгоночными параметрами A=0,7 мм и эффективным линейным размером R=1,7мм удовлетворительно описывает экспериментальные результаты.

Сравнение теоретической зависимости (14) с экспериментальными данными приведено на рисунках 32 и 33. При подгонке выражения (14) к экспериментальным точкам единственным варьируемым параметром был объем жидкости V. На рис. 32 теоретическая зависимость (14) построена для капли объемом равным величине, оцененной интегрированием профиля, а на рис.33 наилучшее согласие достигается при уменьшении объема капли на 10% по сравнению с оцененной величиной. Такое расхождение объема V находится В значениях В пределах экспериментальной абсолютной ошибки оценки объема капли. Таким образом, можно заключить, что теоретическая зависимость (14) хорошо описывает экспериментальные результаты.

Из формулы (14) следует, что амплитуда капли А неограниченно возрастает при стремлении приложенного напряжения U к величине U₃ = $\sqrt{40\pi\alpha d^4/V}$. Оценка этого критического критической напряжение для капли жидкого водорода объемом $V_0=30$ мм³ при d=3мм дает величину U₃ ≈2500 В. Эта величина превосходит экспериментально наблюдаемое значение почти в три раза. Такое расхождение вполне объяснимо, так как формально неограниченный рост амплитуды А означает, что при критическом напряжении капля конечного объема должна отрываться как целое от верхней обкладки конденсатора и падать на нижнюю. Такая ситуация, по-видимому, реализовалась в экспериментах с каплями большого объема. В случае капель малого объема с ростом напряжения происходил разряд заряженной поверхности прежде, чем достигалось критическое напряжение U₃. То есть, раньше реализовался механизм потери устойчивости заряженной поверхности, отличный от

механизма заложенного в теоретической модели [49]. Поэтому зависимость (14) может претендовать на правильное описание наши экспериментальные результаты только при напряжениях меньше напряжения разряда и, естественно, меньше U₃.

Заключение.

Данные, полученные в экспериментах с заряженной поверхностью слоя водорода, сконденсированного на нижнюю обкладку горизонтально расположенного конденсатора, позволяют сделать несколько заключений.

Стационарная реконструкция плоской эквипотенциально заряженной поверхности слоя диэлектрической жидкости при полной компенсации зарядами приложенного электрического поля возможна при условии сохранении полного объема жидкости. В ячейке конечных размеров переход плоской заряженной поверхности слоя жидкости постоянного объема в реконструированное состояние при U=U_{c1} является фазовым переходом близким к переходу второго рода.

Существует второе критическое напряжение U_{c2} , разрушающее стационарное реконструированное состояние заряженной поверхности водорода. На фазовой U-T диаграмме существует область между кривыми $U_{c1}(T)$ и $U_{c2}(T)$, где реконструированная поверхность стабильна.

При напряжениях значительно выше второго критического заряженная поверхность жидкого водорода становится плоской и наблюдается прохождение зарядов через поверхность.

Развитые теоретические модели лишь качественно согласуются с экспериментальными результатами. Поэтому требуются дальнейшие исследования явления реконструкции эквипотенциально заряженной поверхности в условиях полной компенсации зарядами приложенного поля и сохранения полного объема жидкости в слое.

Амплитуда профиля эквипотенциально заряженной поверхности

капли, подвешенной на верхней обкладке конденсатора, плавно изменяется с ростом приложенного напряжения. Критическое напряжение реконструкции заряженной поверхности капели формально является мнимой величиной, т.е. можно считать, что поверхность находится в реконструированном состоянии даже при нулевой разности потенциалов между обкладками конденсатора.

Теоретическая модель эволюции формы заряженной капли, построенная в работе [49], находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными результатами. Так как выводы уравнений для формы поверхности холма на нижней обкладке конденсатора и капли на верхней совпадают, удовлетворительное согласие модели развитой для капли с экспериментом подтверждает справедливость подхода к описанию явления реконструкции, развитого в работах [71,5].

Существует критическое напряжение, выше которого заряженная поверхность теряет устойчивость и разряжается. Независимо от геометрии эксперимента, знака зарядов и свойств диэлектрической жидкости (гелий или водород) из поверхности бьет гейзер диаметром много меньше капиллярной длины [69,46,72]. Теоретические исследования этого явления представляются весьма интересными.

Глава 4. Капиллярные волны на заряженной поверхности тонкого слоя жидкого водорода.

4.1. Методика возбуждения и регистрации волн на поверхности жидкости

Эксперименты были проведены в цилиндрической оптической

ячейке, которая размещалась в вакуумной полости гелиевого криостата [74]. Конструкция ячейки показана схематически на рис.37.



Рис.37. Конструкция экспериментальной ячейки для изучения свойств волн на поверхности жидкого водорода.

Внутренний диаметр ячейки, выточенной из стальной толстостенной трубы, равен 36 мм, длина ячейки 28 мм. В качестве окон ячейки 6 использовали плоские диски диаметром 44 мм, изготовленные из оргстекла толщиной 2 мм. Окна крепятся вакуумно плотно на болтах, прокладками служат индиевые колечки. Внутри ячейки установлен плоский горизонтальный конденсатор. Нижняя обкладка конденсатора 2, изготовленная из медного листа в форме диска диаметром 27 мм, располагалась на дне цилиндрического выреза в текстолитовом бруске 1. Внутрь выреза плотно вставлялось колечко из фольгированного гетинакса внутренним диаметром 25 мм. Верхняя фольгированная поверхность колечка играла роль охранного кольца 3. Глубина цилиндрического контейнера, образованного нижней обкладкой конденсатора и гетинаксовым колечком, составляла 2.7 или 3 мм. Контейнер охлаждали медным холодопроводом 7, соединенным тепловым мостом с гелиевым дюаром.

На дне контейнера помещалась радиоактивная мишень 4- пластина из молибдена, покрытая слоем тритида титана. Газообразный водород через капилляр '8' попадал в ячейку и конденсировался в контейнер. Набор водорода прекращали, когда поверхность жидкости оказывалась вровень с охранным кольцом. Над поверхностью жидкости располагалась верхняя обкладка конденсатора – коллектор 5, изготовленный из меди в форме пирамиды с плоским основанием диаметром 25 мм. Расстояние от поверхности жидкости до верхней обкладки составляло 2.5 мм. Температура жидкости в экспериментах поддерживалась на уровне 16 К.

Радиоактивная мишень излучала β - электроны со средней энергией около 5 кэВ и максимальной 18 кэВ. Электроны ионизировали тонкий слой жидкости (около 10мк) вблизи поверхности пластины, что приводило к образованию в жидкости трех типов свободных носителей заряда: анионов и катионов (отрицательно и положительно заряженных кластеров из отвердевшего молекулярного водорода диаметром ~1нм) и электронных пузырьков [66]. Знак зарядов, извлекаемых из ионизированного слоя внешним электрическим полем и образующих квазидвумерный слой под поверхностью жидкого водорода, определялся полярностью постоянного напряжения, которое прикладывали к нижней обкладке конденсатора. Верхняя обкладка конденсатора была соединена с землей. Охранное кольцо *3* препятствовало уходу зарядов из-под поверхности на стенки

контейнера, поэтому можно считать, что плотность зарядов в слое пропорциональна приложенному напряжению, и электрическое поле в объеме жидкости близко к нулю. Время жизни положительно и заряженных кластеров под отрицательно поверхностью водорода значительно превосходит (на 2-3 порядка) время жизни электронных пузырьков (~10 с). Поэтому в данных экспериментах для зарядки поверхности жидкого водорода ΜЫ использовали положительно заряженные кластеры.

Колебания поверхности жидкого водорода возбуждали с помощью переменного напряжения, прикладываемого к охранному кольцу в дополнение к постоянному напряжению. Амплитуда переменного напряжения составляла ~10В, и была много меньше постоянного Колебания прижимающего напряжения. поверхности жидкости регистрировали с помощью лазерного луча, отражающегося ОТ поверхности. Схема измерений приведена на рис.38.



Рис.38. Схема эксперимента. 1 – лазер, 2 – линза, 3 – фотоприемник, 4 – АЦП.

Частота переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо, плавно изменялась от 1,5 до 150 Гц. При некоторых частотах на поверхности жидкого водорода устанавливалась стоячая резонансная волна. Амплитуда колебаний отраженного от поверхности лазерного луча резко увеличивалась и становилась больше размеров фотоприемника (показанная на рис.38 собирающая линза удалялась из схемы). При этом среднее значение интенсивности света регистрируемое фотоприемником, значительно уменьшалась. Для повышения точности измерений сигнал с фотоприемника усреднялся по времени. Таким образом, минимумы на кривой, описывающей зависимость регистрируемого на фотоприемнике напряжения от частоты (рис.39) соответствуют ситуации, когда частота возбуждения совпадает с одной из резонансных частот поверхностных колебаний. Это позволяет определить дискретный спектр собственных частот колебаний поверхности жидкости в экспериментальной ячейке, $\omega_n = f(n)$, где n – номер резонанса.



Рис.39. Экспериментальная запись средней интенсивности света в зависимости от частоты переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо. Номера резонансов стоячих волн на поверхности водорода указаны вблизи минимумов. Постоянное напряжение U=954B. В условиях цилиндрической геометрии стоячая волна на поверхности жидкости описывается уравнением

$$\zeta(\mathbf{r}, \mathbf{t}) = \mathbf{A}_{\mathbf{n}} \ \mathbf{J}_{0}(\mathbf{k}_{\mathbf{n}} \mathbf{R}) \cos(\boldsymbol{\omega}_{\mathbf{n}} \mathbf{t}) \tag{16},$$

где J_0 - функция Бесселя нулевого порядка, R – внутренний радиус охранного кольца, A_n – амплитуда волны. Связь номера резонанса с волновым вектором резонансной стоячей волны $k_n = s(n)$ находится из уравнения,

 $J_1(k_n R) = 0.$

Это эквивалентно условию, что на диаметре ячейки 2R располагаются 2n узлов стоячей волны.

Таким образом, знание зависимостей $\omega_n = f(n)$ и $k_n = s(n)$ позволяет однозначно определить закон дисперсии поверхностных волн $\omega_n = \omega(k_n)$.

4.2. Спектр колебаний заряженной поверхности жидкости в электрическом поле.

На рис.39 приведена типичная экспериментальная запись усредненной интенсивности света, регистрируемой фотоприемником, в



 ω/2π переменного напряжения,
 подаваемого на охранное кольцо [73]. Глубокие минимумы на кривой соответствуют

зависимости от частоты

возникновению на поверхности стоячей волны в ячейке. Вблизи минимумов указаны номера резонансов. Добротность экспериментальной ячейки в исследуемом интервале частот составляла 30 - 50, что позволяло надежно измерить резонансные частоты ω_n . Из экспериментальных записей, аналогичных приведенной на рис.39, находилось соответствие между номером резонанса и частотой переменного напряжения, $\omega_n = f(n)$. По этой зависимости с использованием рассчитанных по функции $k_n = s(n)$ волновых векторов восстанавливался спектр колебаний поверхности

Рис.40. Дисперсионные кривые волн на заряженной поверхности слоя жидкого водорода. Постоянное напряжение составляло 283В для кружков, 954В – для квадратов и 1080В – для ромбов. Температура измерений T=16.0K.

ω_n(k_n). Результаты обработки экспериментальных данных, полученные при трех разных напряжениях между обкладками конденсатора U=283B, 954B и 1080B, показаны точками на рис.40 в двойном логарифмическом масштабе.

Измеренное критическое напряжение, при котором происходит реконструкция плоской заряженной поверхности жидкости, составляло величину $U_{c1} = 1140B$. Таким образом, измерения зависимости $\omega(k)$ были выполнены как при напряжениях значительно меньше критического значения U_{c1} , так и при напряжениях близких U_{c1} .

Сплошные линии на рис. 40 рассчитаны по зависимости (3) для напряжений 283В и 1080В и заданных значениях толщины слоя жидкости h=2,7 мм и расстояния от поверхности до верхней обкладки d=2.5 мм, которые были порядка капиллярной длины. Зависимость (3) хорошо описывает экспериментальные данные во всем интервале напряжений. С повышением напряжения спектр поверхностных волн смягчается - частота

колебаний с данным волновым вектором k_n уменьшается. Пунктирная линия соответствует степенной функции $\omega \sim k^{3/2}$, которая описывает дисперсию капиллярных волн на поверхности глубокой жидкости. Видно, что при напряжениях свыше $0.8U_{c1}$ закон дисперсии поверхностных волн $\omega_n(k_n)$ в условиях $h \approx d \approx k_c^{-1}$ хорошо апроксимируется этой зависимостью.

На рис.41. показан рассчитанный по формуле (3) спектр колебаний заряженной поверхности жидкого водорода. Глубина жидкости и расстояние от заряженной поверхности до управляющего электрода значительно превосходят длины волн (kh>>1, kd>>1, то есть th(kh)=1, cth(kd)=1). Используются три разные напряжения U, меньше чем критическое значение (в отличие от экспериментальных графиков здесь используется линейный масштаб).



Рис.41. Качественное изменение спектра поверхностных колебаний заряженной поверхности жидкого водорода с ростом величины напряжения U.

Видно, что с ростом напряжения U на кривой $\omega(k)$ развивается локальный минимум, расположенный в районе волнового вектора порядка обратной капиллярной длины $k_c = (g/\sigma\rho)^{1/2} \approx 5 \text{ см}^{-1}$. Подобный спектр с минимумом наблюдали ранее в экспериментах с гелием в работе [50].

Отметим качественное отличие спектров в двух предельных случаях: в спектре колебаний поверхности тонкого слоя отсутствует локальный минимум при k_c ≈ 1/λ, который наблюдается на глубокой жидкости.

Повышение напряжения U выше критического значения U_{c1} переводит заряженную поверхность в реконструированное состояние и на поверхности возникает холм. В этом случае дисперсионная зависимость может измениться и отличаться от предсказаний теории. Измерения дисперсионной кривой ω(k) выше и ниже критического напряжения U_{c1} дают уникальную возможность ответить на вопрос о роде фазового при реконструкции заряженной поверхности жидкости в перехода условиях полной экранировки зарядами перпендикулярного На рис. 42. показан электрического поля. спектр колебаний поверхностных волн в полях выше и ниже критического значения, равного для данных измерений U_{c1}=1240B.



Рис. 42. Экспериментальная запись средней интенсивности света в зависимости от частоты переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо. Постоянные напряжения указаны у кривых.



Рис. 43. Зависимость частоты от прижимающего напряжения для второго, третьего и седьмого резонансов ячейки. Стрелками указано значение первого критического напряжения.

На рисунке видно, что с

повышением напряжения характерные резонансы сдвигаются в сторону низких частот. На кривых, полученных при высоком напряжении, наблюдается повышение уровня шума, что возможно возбуждением ввиду c дополнительным поверхности связано частичного выхода зарядов из-под поверхности в пар в электрическом поле близким ко второму критическому значению. На рис.43 показаны зависимости частоты 2, 3 и 7 резонансов поверхностных колебаний 0Т прижимающего электрического напряжения U. Отметим, что с ростом напряжения частоты резонансов монотонно понижаются.

4.3. Обсуждение

Экспериментально измеренный спектр линейных колебаний заряженной поверхности жидкого водорода во внешнем электрическом поле хорошо согласуется с предсказаниями теоретических расчетов [47] закона дисперсии поверхностных волн на эквипотенциально заряженной поверхности слоя жидкости (3), находящейся между обкладками плоского конденсатора. При повышении напряженности тянущего внешнего поля спектр колебаний заряженной поверхности жидкого водорода смягчается и приближается к зависимости $\omega \sim \kappa^{3/2}$, характерный для капиллярных волн на поверхности глубокой жидкости. На рисунке 42 видно, что в электрических полях вблизи критического значения U_{c1} спектр колебаний описывается зависимостью несколько более сильной, чем $\kappa^{3/2}$. Это может быть связано с искривленностью заряженной поверхности жидкости в электрическом поле.

Отметим, что уже в наших экспериментальных условиях, когда толщина слоя жидкости сравнима с капиллярной длиной, наблюдается спектр характерный для тонкого слоя жидкости. На зависимости $\omega(\kappa)$ отсутствует провал при волновом векторе близким к обратной капиллярной длине. Полученная экспериментальная зависимость $\omega(U)$ хорошо согласуется с теоретическим предсказанием (3), в соответствии с которым высокие гармоники (большие к) не испытывают особенности при переходе через критическое напряжение. А при малых волновых векторах к в полях выше критического значения дисперсионная кривая $\omega(\kappa)$ начинается не с $\kappa \equiv 0$, а с некоторого конечного κ_0 , так как волны с меньшими волновыми векторами не могут распространяться по такой поверхности [1].

На рис.43 видно, что зависимость частоты резонансов от напряжения не имеет никакой особенности в окрестности первого критического напряжения U_{c1} . Отсутствие особенности на кривой $\omega(U)$ свидетельствует о малости градиентов по поверхности жидкости в точке U_{c1} и выше. Это подтверждает высказанное в Главе 3 предположение, что переход из плоского в реконструированное состояние эквипотенциально заряженной поверхности жидкости является фазовым переходом близким к переходу второго рода.

Заключение.

Разработана методика возбуждения поверхности и измерения спектра колебаний поверхности жидкости. Показано, что спектр заряженной поверхности тонкого слоя жидкого водорода смягчается с ростом напряженности перпендикулярного электрического поля - частота колебаний с данным волновым вектором k_n уменьшается. При условии, что расстояние от поверхности жидкости до управляющего электрода d сравнимо с капиллярной длиной λ , в спектре колебаний поверхности отсутствует минимум – дисперсионная кривая хорошо описывается аналитической зависимостью, полученной при d<< λ . Зависимость резонансной частоты от приложенного напряжения не имеет особенности в точке критического напряжения. Это подтверждает предположение, что переход плоской эквипотенциально заряженной поверхности в реконструированное состояние близок к фазовому переходу второго рода **Глава 5. Волновая турбулентность на поверхности жидкого водорода.**

5.1. Экспериментальная методика возбуждения и регистрации волн и обработки результатов.

Эксперименты были проведены в цилиндрической оптической ячейке, которая размещалась в вакуумной полости гелиевого криостата. Конструкция ячейки показана на рис.37.

Колебания поверхности жидкого водорода возбуждались при подаче на охранное кольцо переменного напряжения в дополнение к постоянному напряжению. Амплитуда переменного напряжения была в десятки раз меньше постоянного напряжения. Вынужденные колебания поверхности происходят на частоте переменного напряжения, а не на половинной, как в случае параметрического резонанса [7], т.к. возбуждение волн происходит за счет неоднородности электрического поля на краях конденсатора.

Схема наблюдения колебаний поверхности жидкого водорода показана на рис. 38. Волны на поверхности жидкости регистрировали по изменению мощности отраженного от поверхности жидкости линейно поляризованного лазерного луча. Луч падал на поверхность под малым углом α=0.2 рад. Плоскость падения луча проходила вдоль диаметра ячейки. Отраженный луч фокусировался линзой 2 на фотоприемник 3. Сигнал с фотоприемника подавался на дифференциальный усилитель 4, обрезающий постоянную составляющую сигнала. Выходной сигнал с усилителя, пропорциональный переменной составляющей мощности отраженного лазерного луча P(t), записывался в память компьютера с помощью 16-битного аналого-цифрового преобразователя в течение секунд с частотой опроса 40 кГц. Пример нескольких записи оцифрованной зависимости P(t) показан на рис.44.



Рис. 44. Фрагмент зависимости напряжения на фотоприемнике от времени P(t) при возбуждении поверхности жидкого водорода на частоте 27.5 Гц.

При сравнении результатов подобных экспериментов с предсказаниями теории обычно интересуются поведением корреляционной функцией отклонения поверхности от равновесия в частотном представлении

$$I_{\omega} = \langle |\eta_{\omega}|^2 \rangle = \langle |\phi_{\omega}/k|^2 \rangle = k^{-2} \langle |\phi_{\omega}|^2 \rangle \sim \omega^{-4/3} \langle |\phi_{\omega}|^2 \rangle,$$
(17),

где η_{ω} – высота, а k – волновой вектор гравитационно-капиллярной волны, $\phi_{\omega} = k\eta_{\omega}$ – угловая амплитуда. Зависимость волнового вектора k от частоты ω определяется законом дисперсии (3).

Для извлечения информации о состоянии поверхности (т.е. о входящих в выражение (17) значениях ϕ_{ω}) по результатам измерения мощности лазерного луча P(t), следует применять различные методы обработки [74]. Метод обработки зависит, во-первых, от соотношения между линейным размером пятна *a*, образованного лучом на поверхности жидкости вдоль диаметра ячейки, и длины гравитационно-капиллярной волны на поверхности жидкости λ , а во-вторых, от соотношения между углом скольжения лазерного луча α и максимальным углом отклонения поверхности от плоского состояния ϕ_{max} .

1). Если *a*<<λ (*ka*<<π, тонкий луч), то отраженная мощность пропорциональна коэффициенту отражения в точке падения луча

$$P(t) = \text{const } R(\alpha + \varphi(t))$$
(18),

где $R(\theta)$ – коэффициент отражения. При выполнении условия $\phi_{max} << \alpha$ функцию $R(\theta)$ можно разложить в ряд Тейлора в окрестности α и пренебречь членами выше первого порядка малости

$$P(t) \sim R(\alpha + \varphi(t)) \approx R(\alpha) + \text{const } \varphi(t),$$

т.е. переменная составляющая мощности луча прямо пропорциональна угловому отклонению поверхности жидкости в точке падения луча. Поэтому для Фурье-компонент

$$\varphi_{\omega}^{2} \sim P_{\omega}^{2} \tag{19}$$

2). В противоположном случае *a>>*λ (*ka>>*π, широкий луч) и при выполнении условия φ_{max}<<α, P(t) является интегральной характеристикой

формы поверхности – усредненным по площади пятна коэффициентом отражения

$$P(t) \sim \int R(\alpha + \varphi(x, t)) ds = \int R(\alpha) ds + \text{const} \int \varphi(x, t) ds = C1 + C2 \int \varphi(x, t) ds,$$

где С1 и С2 – некоторые константы. Тогда для Фурье-компонент

$$\varphi_{\omega}^{2} \sim P_{\omega}^{2} / \Phi(\omega)$$
 (20),

где Φ(ω) – аппаратная функция, вид которой зависит от положения пятна на поверхности. Частотная зависимость Φ(ω) показана на рис.45.



Рис.45. Аппаратная функция

$$\Phi(\omega):$$
 нормированное
отношение $P_{\omega}^{2} \kappa \varphi_{\omega}^{2}$.
Прямая линия
соответствует зависи-
мости $\omega^{-1.3}$.

Как видно из рисунка, в области $ka <<\pi$ (или в частотном представлении $\omega <<\omega_{cr}$, где $\omega_{cr}=\omega_{k=\pi/a}$), соответствующей пределу тонкого луча, функция $\Phi(\omega)$ близка к единице, что соответствует выражению (19), в области $ka >>\pi$ (предел широкого луча, $\omega >>\omega_{cr}$) функция немонотонна, но ее относительные максимумы спадают по степенному закону с показателем ≈ -1.3 .

В принципе, данный метод регистрации колебаний поверхности позволяет получить информацию о состоянии поверхности, даже если условие $\phi <<\alpha$ не выполняется, т.е. при $\phi_{max} \sim \alpha$. Из геометрических соображений следует, что ϕ_{max} , по крайней мере, не должен быть больше $\alpha/2$, иначе часть отраженного луча испытает повторное отражение от жидкости. Анализ удается провести только в случае тонкого луча ($a <<\lambda$ или $ka <<\pi$). Для восстановления $\phi(t)$ по измеренному сигналу P(t) необходимо измерить постоянную составляющую мощности отраженного луча P_{const}, определить константу в (18), и совершить обратное преобразование от P(t) к $\phi(t)$

 $\varphi(t) = \mathbf{R}^{-1}[\mathbf{R}(\alpha) \mathbf{P}(t)/\mathbf{P}_{\text{const}}] - \alpha.$

Однако в наших экспериментах по турбулентности условие φ_{max}<<α выполнялось, поэтому для корреляционной функции I_ω, подставляя в (17) поочередно соотношения (19) и (20), получим

$$I_{\omega} \sim \omega^{-4/3} < |\phi_{\omega}|^{2} > \sim \omega^{-4/3} P_{\omega}^{2}, \qquad ka <<\pi, \qquad (\omega <<\omega_{cr}) \quad (21a)$$
$$I_{\omega} \sim \omega^{-4/3} < |\phi_{\omega}|^{2} > \sim \omega^{-4/3} P_{\omega}^{2} / \Phi(\omega) \sim P_{\omega}^{2}, \qquad ka >>\pi, (\omega >>\omega_{cr}) \quad (216).$$

В (21б) аппаратную функцию $\Phi(\omega)$ при $\omega >> \omega_{cr}$ мы заменили степенной зависимостью $\omega^{-4/3}$, которая описывает поведение относительных максимумов $\Phi(\omega)$. Такая замена не позволяет отождествлять спектры P_{ω}^{2} и I_{ω} , но позволяет определить некоторые параметры спектра I_{ω} по экспериментальному спектру P_{ω}^{2} , а именно те, которые интересовали нас при сравнении результатов с предсказаниями теории турбулентности в системе капиллярных волн – это показатель степени в спектре I_{ω} в инерционном интервале и положение высокочастотного края инерционного интервала.

5.2. Наблюдение кроссовера: измерения с помощью тонкого и широкого луча.

В экспериментах [75,76] исследовали распределение по частоте амплитуды отклонений поверхности жидкого водорода от равновесия $\eta(\mathbf{r}, t)$ при возбуждении поверхности гармонической силой на частотах от 25 до 300 Гц (на резонансах с номерами от 3 и выше) при различных уровнях накачки. В измерениях использовали тонкий, а также широкий лазерные лучи. Световое пятно на поверхности жидкости представляло собой эллипс с осями $a_1 = 0.5$ и $b_1 = 0.1$ мм в случае тонкого луча, или $a_2 = 2.5$ и $b_2 = 0.5$ мм для широкого луча.

Частота волны на поверхности жидкого водорода с длиной $\lambda \approx a$ (a – большая полуось пятна лазерного луча на поверхности жидкого водорода), вблизи которой следует ожидать переход от "низкочастотного" режима регистрации колебаний к "высокочастотному" (cross-over), составляет величину $\omega_l / 2\pi \approx 500$ Гц для тонкого луча. Для широкого луча $\omega_l / 2\pi \approx 50$ Гц.

На рис.44 показана экспериментальная запись зависимости от времени полной мощности P(t) отраженного от поверхности тонкого лазерного луча. Поверхность возбуждали на частоте $\omega_p/2\pi = 27,5$ Гц. Максимальный угол отклонения поверхности от равновесия на частоте накачки составлял 0.03 рад, а максимальная амплитуда волны была около 0.1 мм. Частотный спектр полной мощности P_{\omega} получили Фурьепреобразованием измеренной зависимости P(t). На рис.46а приведен квадрат амплитуды Фурье P_{\omega}² как функция частоты $\omega/2\pi$. На зависимости P_{\omega}² виден основной пик на частоте накачки ω_p , и пики на кратных частотах.



Рис. 46а. Распределение квадрата Фурье гармоник полной мощности тонкого лазерного луча, отраженного от поверхности жидкого водорода. Частота накачки 27.5 Гц.



Рис. 466. Распределение P_{ω}^{2} в интервале частот 200-1000 Гц.

Эти пики соответствуют капиллярным волнам, которые генерируются на поверхности жидкости вследствие нелинейности. На рис. 46б показан это же распределение в диапазоне 200 – 1000 Гц в линейном масштабе по оси абсцисс. Хорошо видно, расстояние между пиками сохраняется постоянным при увеличении частоты, то есть эти пики действительно являются высшими гармониками основной частоты. На частотах до 800 Гц зависимость высоты пиков от частоты можно описать степенной функцией типа $P_{\omega}^{2} \sim \omega^{-1.3}$. На высоких частотах, $\omega/2\pi > 800$ Гц, зависимость высоты пиков от частоты описывается более сильной степенной функцией с показателем степени близким к –3.7. На частотах выше 4 кГц пики исчезают в приборном шуме.

Воспользовавшись формулами (19) и (20), получим, что корреляционная функция отклонений поверхности на частотах ниже 800 Гц пропорциональна $\omega^{-2.6}$, а на высоких частотах $I_{\omega} \sim \omega^{-3.7}$.



Рис.47. Распределение квадрата Фурье гармоник полной мощности широкого лазерного луча. Частота накачки 27.5 Гц.

Таким образом, экспериментальные данные демонстрируют степенную зависимость от частоты корреляционной функции отклонений поверхности (скейлинг) в частотном диапазоне 100-4000 Гц, но значения показателя степени при низких и высоких частотах различаются.

На рис.47 показана зависимость P_{ω}^{2} от частоты, полученная в эксперименте с широким лучом. Измерения выполнялись при тех же условиях, что и в эксперименте с узким лучом: частота накачки 27,5 Гц, постоянное напряжение U=1170B, амплитуда волны на частоте накачки была около 0,1 мм. Напомним, что оценка частоты перехода (cross-over) от режима регистрации длинноволновых колебаний к режиму регистрации коротковолновых колебаний дает величину 50 Гц. Таким образом, согласно (20) почти во всем частотном диапазоне корреляционная функция прямо пропорциональна квадрату амплитуды Фурье гармоник измеряемой полной мощности отраженного лазерного луча. Видно, что изменение с частотой высоты пиков на графике зависимости P_{ω}^{2} может быть описаны степенной функцией $\omega^{-3.7}$ начиная с 300 Гц до 7 кГц. Отличие степени от –17/6 качественно согласуется с заключением [58], что в случае спектрально узкой накачки показатель степени возрастает по абсолютной величине по сравнению с показателем для случая накачки в широком интервале частот.

Кроме того, в наших экспериментах спектр поверхностных колебаний ω(k_n) является дискретным, а ширина резонансов много меньше расстояния между ними. Это может быть дополнительным обстоятельством, приводящем к отличию значения наблюдаемого показателя степенной функции от значения, предсказанного теорией

[55,58], поскольку расчеты проводили для систем с квазинепрерывным спектром колебаний.

Обращает на себя внимание факт сильного различия частотных зависимостей P_{ω}^{2} на низких частотах для случаев тонкого (рис.46) и широкого луча (рис.47). На рис.47 зависимость высоты пиков P_{ω}^{2} в интервале частот от 27,5 до 300 Гц не может быть описана степенной функцией частоты вида ω^{m} .

Различия в спектрах, показанных на рис. 46 и 47, связаны только с изменением диаметра лазерного луча и, как следствие, с условием наступления режима cross-over. Немонотонность зависимости P_{ω}^{2} можно отнести к особенности используемого метода оптического детектирования поверхностных колебаний [74]. Одной из причин этого, как показали наши наблюдения, может быть то, что в спектре регистрируемого сигнала P_{ω} на низких частотах амплитуды Фурье гармоник зависят от положения лазерного пятна на поверхности жидкости. В то же время форма высокочастотной части спектра не зависит от положения лазерного луча, так как размеры пятна значительно превосходят длины волн.

Повышение частоты накачки и амплитуды волны приводит к расширению инерционного интервала, в котором наблюдается степенная



Рис.48. Распределения квадрата Фурье гармоник полной мощности широкого лазерного луча. Амплитуда стоячей волны на частоте накачки 135 Гц составляет 0.02 мм. зависимость от частоты распределения P_{ω}^{2} . На рис. 48 показано распределение P_{ω}^{2} при накачке на частоте 135 Гц волной амплитудой 0,02 мм. На рисунке видно, что высокочастотный край инерционного интервала лежит выше 10 кГц.

Таким образом, можно констатировать, что при возбуждении поверхности жидкого водорода в цилиндрической ячейке периодической внешней силой, когда на поверхности возникает стоячая волна амплитудой порядка 0,01 - 0.1 мм, существует широкий интервал частот ≈ 10 кГц, в котором корреляционная функция отклонений поверхности от равновесия пропорциональна степенной функции частоты с показателем близким к -3.7 ± 0.3 , $I_{\omega} \sim \omega^{-3.7\pm0.3}$.

5.3. Комбинационные частоты.

Для того чтобы выяснить влияние условий возбуждения поверхности, а также сгладить влияние выбора положения пятна лазерного луча на поверхности жидкости на форму низкочастотной части регистрируемого спектра P_{ω}^{2} , была проведена серия экспериментов, в которых поверхность возбуждали одновременно на двух резонансных частотах ячейки [75, 77].

На рис.49 приведен пример записи сигнала P(t) при накачке поверхности на двух резонансных частотах ω_p равных 28 и 67 Гц (третий и

шестой резонансы). Накачка производилась двумя независимыми генераторами, так что соотношение между фазами стоячих волн было произвольным.



Рис. 49. Зависимость от времени сигнала P(t) при накачке на двух частотах 28 и 67 Гц.

На рис.50 показана зависимость P_{ω}^{2} при накачке на частотах $\omega_{1}/2\pi = 28\Gamma_{II}$ и $\omega_{2}/2\pi = 67$ Гц. На рисунке хорошо видны два основных пика на частотах ω_{1} и ω_{2} , а также комбинационные пики, соответствующие частотам $\omega_{2} - \omega_{1}$ и $\omega_{2} + \omega_{1}$. Для каждого пика на частоте ω , можно найти комбинацию частот $\omega = p\omega_{2} \pm q\omega_{1}$, где р и q целые числа.

Изменение условий возбуждения привело к тому, что в интервале частот 27.5 –200 Гц практически исчез провал, отчетливо наблюдаемый на рис. 47.


Рис.50. Распределение P_{ω}^{2} при накачке на двух частотах 28 и 67 Ги.

На частотах выше 200 Гц зависимость высоты пиков спектра P_{ω}^{2} близка к $\omega^{-2.8\pm0.2}$. Эта зависимость отличается от зависимости $\omega^{-3.7\pm0.3}$, наблюдаемой в экспериментах с возбуждением поверхности на одной частоте. Уменьшение абсолютной величины показателя степени от 3,7 до 2.8 можно связать с изменением условий возбуждения волн на поверхности. Отметим, что значение m=-2.8 близко к теоретической оценке m = -17/6, полученной для случая накачки в широком интервале частот [55-57]. На рис.51 приведен другой пример возбуждения колебаний на двух частотах $\omega_1/2\pi = 27.5$ (третий резонанс) и $\omega_2/2\pi = 45$ Гц. Поскольку частота ω_2 не совпадает с резонансной частотой ячейки, для наблюдения комбинационных частот потребовалось максимально увеличить амплитуду переменного напряжения на частоте ω_2 и уменьшить амплитуду на частоте ω_1 , так чтобы амплитуды волн были сравнимы между собой.



Рис. 51. Зависимость от частоты квадрата Фурье гармоник полной мощности широкого лазерного луча при накачке на частотах 27.5 и 45 Гц.

На рисунке видны пики, соответствующие колебаниям поверхности с комбинационными частотами $\omega_2 - \omega_1$ и $\omega_2 + \omega_1$. Частоты возбуждения были подобраны так, чтобы комбинационная частота ω_2 - ω_1 совпала со вторым резонансом ячейки, 17.5Гц, а комбинационная частота $\omega_2 + \omega_1$ находилась между пятым и шестым резонансами. В результате амплитуда пика на частоте $\omega_2 - \omega_1$ превосходит почти в 10 раз амплитуду пика на частоте ω_2 + ω_1 . Следовательно, дискретных характер спектра собственных частот колебаний поверхности жидкости оказывает существенное влияние на зависимость P_{ω}^{2} на низких частотах.

5.4. Влияние вида накачки на зависимость корреляционной функции от частоты.

Показатель степени m в корреляционной функции $I_{\omega} \sim \omega^m$, как это следует из соотношений (19) и (20), должен изменяться с m = -21/6 на m = -17/6 при переходе от узкополосной к широкополосной накачке. Точность измерений оказалась достаточной, чтобы надежно судить об изменении величины показателя m. Экспериментальные возможности методики позволили получить и сравнить частотные зависимости корреляционных функций для трех видов возбуждения заряженной

поверхности: на одной резонансной частоте, на двух резонансных частотах и шумом в полосе, захватывающей несколько резонансов [75, 77].

На рис.47 показана зависимость P_{ω}^{2} при возбуждении поверхности на резонансной частоте 27.5 Гц. Видно, что амплитуда основного пика более чем на два порядка превосходит амплитуды пиков гармоник. В частотном интервале от 28 до 200Гц наблюдается провал на зависимости P_{ω}^{2} . На частотах выше 200 Гц высоты пиков уменьшаются в среднем монотонно. В частотном диапазоне 0,2-2 кГц зависимость P_{ω}^{2} хорошо может быть описана степенной функцией. Величина показателя степени, полученная усреднением по десяти измерениям, составляет m = -3,7±0,3. Для сравнения на рисунке штрихпунктирной линией показана функция $\omega^{-17/6}$.

Оказалось, что характер возбуждения колебаний поверхностных волн существенным образом определяет зависимость P_{ω}^{2} от частоты. При возбуждении поверхности на двух резонансных частотах полученные экспериментальные зависимости P_{ω}^{2} хорошо описывается степенной функцией с показателем степени равным m = - 2.8±0.2, что близко к теоретической величине, m = -17/6. На рис.50 показана зависимость, измеренная при возбуждении поверхности на двух резонансных частотах $\omega_1 = 28$ и $\omega_2 = 67$ Гц (запись сигнала P(t) представлена на рис.49). На этом рисунке штрихпунктирная линия соответствует зависимости $\omega^{-17/6}$, а сплошная линия - $\omega^{-21/6}$. Помимо основных пиков на кривой P_{ω}^{2} видны пики, соответствующие комбинационным частотам $p\omega_2 \pm q\omega_1$, где р и q – целые числа. При возбуждении поверхностных колебаний низкочастотным распределение P₀² оказывается близким к теоретической шумом зависимости (19), также как и при возбуждении на двух частотах. На рис.52 показано распределение P_{ω}^{2} при возбуждении поверхности шумом в полосе частот от ≈1 до ≈30 Гц. Сплошной линией показано распределение квадрата Фурье гармоник переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо, выраженное в произвольных единицах. Штрихпунктирная линия соответствует функции ω^{-17/6}.



Рис. 52. Распределение P_{ω}^{2} при накачке на низких частотах шумом. Сплошная кривая описывает распределение квадрата Фурье гармоник переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо в произвольных единицах.

На рис.52 приведен результат, полученный усреднением по трем файлам распределения P_{ω}^{2} . Время записи сигнала P(t) в этих экспериментах составляло две секунды. Распределение P_{ω}^{2} может быть хорошо описано степенной функцией частоты с показателем степени m = - 2.8±0.2. Как видно, экспериментальные зависимости оказываются близкими к $\omega^{-17/6}$. Это хорошо согласуется с результатом численного расчета работы [58] зависимости показателя m от характера накачки на низких частотах

5.5. Зависимость граничной частоты от амплитуды волны на частоте накачки.

Как показано ниже, распределение P_{ω}^{2} зависит не только от вида накачки, но и от ее амплитуды [75, 77, 78]. На рис. 53 показаны две зависимости от частоты квадрата амплитуды Фурье P_{ω}^{2} сигнала P(t), измеренного при возбуждении поверхности на частоте $\omega_{p} = 290$ Гц. На рис.53а амплитуда волны η_{p} на частоте накачки составляла 0.0015±0.0002 мм, а на рис.53б – η_p = 0.0043±0.0005 мм при длине волны λ = 1.39 мм. Стрелками отмечены частоты, на которых происходит резкое изменение в зависимости P_{ω}^2 - край инерционного интервала. Для частоты накачки ω_p = 135 Гц аналогичные результаты приведены на рис. 54 при двух различных уровнях накачки [75],



Рис.53. Распределение Р_w² при амплитуде волны на частоте накачки 290 Гц равной 0.0015 мм. (а) и при амплитуде равной 0.0043 мм (б).

возбуждения: a) - 0.0045±0.0006 мм, б) – 0.016±0.0009 мм.

На рис.53а граничная частота края инерционного интервала составляет $\omega_b = 1700\pm200$ Гц, а на рис.53б $\omega_b = 4200\pm1000$ Гц. Отчетливо видно, что при увеличении амплитуды волны граничная частота инерционного интервала сдвигается в сторону высоких частот.



Рис.54. Распределение P_{ω}^{2} при амплитуде волны на частоте накачки 135 Гц равной мм. 0.0045 а) и при амплитуде равной 0.016 мм б).



Когда амплитуда волны накачки невелика, в спектре P_{ω}^{2} реализуется каскад, состоящий только из нескольких гармоник частоты накачки ω_{p} . При увеличении амплитуды волны накачки, инерционный интервал расширяется, и спектр P_{ω}^{2} составляют уже десятки, и даже сотни гармоник.

Следует отметить, что резкое падение высоты пиков зависимости P_{ω}^{2} на высоких частотах на рис.53 и 54 связано, скорее всего, с вязкостным затуханием колебаний на краю инерционного интервала. Как и следовало ожидать [54], при повышении амплитуды возбуждающей силы высокочастотный край инерционного интервала сдвигается в сторону больших частот.

На рис.55 приведены три зависимости граничной частоты края инерционного интервала ω_b от амплитуды волны η_p на частотах накачки 83, 135 и 290 Гц. Ординаты точек (частоты), показанных на рисунке, были оценены из экспериментальных графиков, аналогичных графикам, показанным на рис.53 и 54. Амплитуды волн накачки вычислялись по известным величинам переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо. Калибровочные измерения зависимости амплитуды волны от величины переменного напряжения проводили обычно в начале эксперимента. Видно, что экспериментальные зависимости $\omega_b(\eta_p)$ можно



граничной частоты *Ф*_b от амплитуды волны на частоте накачки: ● - 83 Гц, ■ - *135* Гц, ♦ - *290* Гц. в линейных координатах.

соответствуют Сплошные линии на рисунке степенным граничной частоты инерционного интервала ω_b зависимостям OT амплитуды η_p , с показателем степени равным 4/3. Для лучшего согласия теоретической кривой с экспериментальными данными в зависимость (13) был введен постоянный член Ω, не зависящей от амплитуды волны на частоте накачки. Из простых физических соображений понятно, что граничная частота $\omega_{\rm b}$ не может быть меньше частоты накачки $\omega_{\rm p}$. Видно, что достигается удовлетворительное согласие между экспериментальными точками и теоретической зависимостью. Постоянный член оказался в два-три раза больше частоты накачки ω_р.

зависимости граничной частоты (13)В ω_b ot амплитуды предполагается существование скейлинга по частоте накачки $\omega_{\rm p}$: экспериментальные точки ω_{b} , независимо от частоты накачки ω_{p} , должны ложиться на одну прямую в координатах $\omega_{\rm b}/\omega_{\rm p}^{23/9}$ и $\eta^{4/3}$ при m = -21/6. На рис.56 показан результат построения экспериментальных данных в таких приведенных координатах.



Гц, □ - 135 Гц, ◊-290 Гц в приведенных координатах.

Можно констатировать, что экспериментальные точки для трех частот накачки хорошо ложатся на прямую линию. Это подтверждает справедливость нашего предположения об определяющем влиянии вязкости при оценке значения частоты высокочастотного края инерционного интервала.

Следует отметить, что при низких частотах накачки $\omega_p < 60$ Гц нам не удалось получить надежных зависимостей P_{ω}^{2} , с отчетливо видимым окончанием инерционного интервала. Это может быть связано с недостаточно широким экспериментальным динамическим интервалом измерения сигнала P(t). Нам не удалось использовать полностью амплитудный диапазон 16-битного АЦП из-за приборного шума.

5.6. Обсуждение

Изменение показателя степенной функции, описывающей зависимость высоты пиков от частоты P_{ω}^{2} , которое наблюдается вблизи 800 Гц (рис. 46а), можно приписать переходу от режима регистрации длинноволновых колебаний с $\omega < \omega_l$ к режиму регистрации коротковолновых колебаний ($\omega > \omega_l$). Наблюдаемое значение переходной частоты $\omega_l/2\pi$ =800 Гц близко к оценке частоты кроссовера (~ 500 Гц). Увеличение диаметра лазерного луча привело в кардинальному изменению распределения P_{ω}^{2} , что свидетельствует в пользу высказанного предположения. Напомним, что в случае применения широкого луча, корреляционная функция прямо пропорциональна квадрату Фурье гармоники измеряемого сигнала, $I_{\omega} \sim P_{\omega}^{2}$. Таким образом, результаты, приведенные на рис. 47, 50, 52 показывают, что частотная зависимость корреляционной функции определяется характером возбуждения поверхности на низких частотах. При накачке на одной фиксированной частоте корреляционная функция описывается степенной зависимостью с показателем степени m = -3.7±0.3. Показатель степени уменьшается по абсолютной величине до m = -2.8±0.2 при накачке на двух резонансных частотах и шумом в полосе частот. Такое изменение частотной зависимости корреляционной функции и качественно и количественно согласуется с предсказаниями теории (формулы (9) и (10)).

Зависимость граничной частоты от амплитуды волны на частоте накачки хорошо описывается зависимостью (13) с показателем степени β =4/3, полученной для случая узкополосной накачки. Замечательным является факт, что в приведенных координатах все экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на одну прямую. Это согласуется с предсказаниями модели [58]. Из соотношений (8) и (10) можно получить следующее соотношение, записав корреляционную функцию в случае узкополосной накачки в виде $I_{\omega} \sim \eta_p^2 (\omega/\omega_p)^{-21/6}$,

$$\tau_n / \omega^{1/6} \sim \eta_p^{-2}$$
 (22).

В эксперименте измеряется только амплитуда волны η_p и граничная частота ω_b , а время нелинейного взаимодействия τ_n можно оценить, воспользовавшись предположением, высказанным выше, что на граничной частоте ω_b время нелинейного взаимодействия сравнивается по порядку

величины с вязкостным, $\tau_n \sim \tau_v$. Поэтому в соотношении (22) при частоте ω равной ω_b время τ_n можно заменить на τ_v , что дает

$$\tau_{\rm v} / \omega_{\rm b}^{1/6} \sim \eta_{\rm p}^{-2}$$
 (22a)

Время вязкого затухания τ_v на частоте ω_b вычисляется по известным значениям параметров жидкости по формуле (12).

Рассчитанные значения $\tau_v / \omega_b^{1/6}$ как функция амплитуды волны η_p приведены на рис. 57. Видно, что экспериментальные точки удовлетворительно описываются зависимостью (22а). Это согласие лучше на частотах накачки 290 и 135 Гц, чем на частоте накачки 83 Гц.



Рис.57. Зависимость функции τ_n /ω^{1/6} от амплитуды волны на частоте накачки:

 \circ - 83 Гц, □ - 135 Гц, \Diamond - 290 Гц в логарифмических координатах. Сплошные прямые пропорциональны η^2 .

При возбуждении поверхности в широкой полосе частот показатель степени m = -17/6 и соотношение (22a) превращается в $\tau_v \cdot \omega_b^{1/2} \sim \eta_p^{-2}$. Последнее соотношение значительно отличается от экспериментально наблюденной зависимости, показанной на рис.57. Таким образом, можно

заключить, что экспериментальные результаты, полученные при накачке поверхности на одной резонансной частоте, хорошо описываются в рамках модели [58].

Так как граничная частота высокочастотного края инерционного края была наблюдена впервые, мы попытались воспроизвести, описанные в параграфе 5.3, эксперименты на воде, чтобы убедиться в достоверности полученных результатов [79].

В экспериментах на воде мы не могли использовать методику возбуждения поверхности с помощью электрических сил как В экспериментах с водородом, так как плотность воды значительно превосходит плотность водорода. Поэтому в экспериментах с водой использовалась методика механического возбуждения поверхности, сохранившая частично, на наш ВЗГЛЯД, достоинство методики электрического возбуждения, но отличная от применяемой в работах [8, 9]. Регистрация колебаний поверхности и обработка экспериментальных данных выполнялась по методике, применяемой в экспериментах с водородом.

На рис. 58 приведены два спектра P_{ω}^{2} , полученные в экспериментах, когда частоты накачки ω_{p} составляли 184 и 34 Гц. Первый пик на графиках соответствует первой гармонике волны, возбуждаемой внешней силой (т.е. колебаниями кольца) на частотах накачки ω_{p} . В силу нелинейности первой гармоники на поверхности воды генерируются нелинейные высокочастотные гармонике на частотах п ω_{p} кратных частоте накачки. На рис.58а виден каскад состоящий из 150 гармоник, а на рис.26 – из 30. Положение вершин пиков гармоник на частотах выше 300 Гц можно описать степенной зависимостью ω^{m} , где показатель степени равен – 2,8±0,3 при накачке на частоте 34Гц и m = -2,7±0,3 при накачке на частоте 184Гц. Для сравнения на рисунках сплошной линией показа зависимость

 $\omega^{-17/6}$.



Рис.58. Распределение P_{ω}^{2} при накачке поверхности воды на частоте 184 Гц (а) и 34 Гц (б). Сплошная линия соответствует зависимости $\omega^{17/6}$.

На высоких частотах наблюдается резкое уменьшение амплитуды волн (в интервале частот порядка 1кГц амплитуда падает более чем в 10 раз), что, по-видимому, связано с достижением волнами края инерционного интервала. Амплитуда волн на частотах вблизи 4 кГц становится малой, порядка 10⁻⁴ мм. Нелинейные эффекты сменяются вязкостными: волна быстрее диссипирует энергию в тепло, чем передает ее в высшие гармоники.

На рис.59 приведена зависимость высокочастотного края инерционного интервала от амплитуды волны на частоте накачки. Экспериментальные точки в пределах ошибки могут быть описаны степенной зависимостью с показателем степени, лежащим в пределах от 1 до 2. Такая зависимость качественно согласуется с предсказаниями теорий [55,58], дающих величину показателя степени от 4/3 до 12/5 при спектрально узкой и спектрально широкой накачках капиллярных волн, соответственно. На рис. 53 видно, что пунктирная кривая лучше

описывает экспериментальные точки.



Рис.59. Зависимость высокочас-тотного края инерционного интервала от амплитуды волны на частоте накачки равной 34Гц. Пунктирная кривая пропор-циональна $\eta^{4/3}$,

сплошная кривая - $\eta^{12/5}$.

Таким образом, результаты, полученные на воде, качественно подтверждают достоверность экспериментальных данных по изучению капиллярной турбулентности на поверхности жидкого водорода и справедливость сделанных выводов. Отличие в наблюденной зависимости верхней границы инерционного интервала от амплитуды волны на частоте накачке можно отнести к неоднородности силы, возбуждающей колебания на поверхности воды.

5.7. Заключение.

Впервые экспериментально показано, что характер возбуждения поверхностных колебаний на низкой частоте влияет на частотную зависимость корреляционной функции отклонения поверхности от равновесия и, следовательно, на распределение энергии по частотам колебаний поверхности. При накачке на одной резонансной частоте корреляционная функция описывается степенной функцией частоты с показателем степени равным $m = -3,7\pm0,2$, что близко к теоретической величине –21/6. Это соответствует стационарному спектру турбулентности $E_{\omega} \sim \omega^{-13/6}$.

В случае широкополосной накачки или возбуждения поверхности на двух резонансных частотах измеренный показатель степени равен m = - 2.8±0.2, а теория дает величину m равную –17/6. При этом значении показателя степени получается известный закон распределения энергии, $E_{\omega} \sim \omega^{-3/2}$.

Экспериментально наблюдена граничная частота инерционного интервала для развитой капиллярной турбулентности на поверхности жидкого водорода. Установлено, что инерционный интервал расширяется в сторону высоких частот при увеличении амплитуды волны на частоте накачки. Зависимость граничной частоты от амплитуды волны может быть хорошо описана степенной функцией с показателем равным 4/3. Показано, что экспериментальные данные хорошо согласуется с современной теорией слабой волновой турбулентности.

Глава 6. Движение зарядов в твердом водороде.

6.1. Времяпролетная методика измерений скорости движения зарядов в твердом водороде.

Скорость движения зарядов измеряли по времяпролетной методике в конденсаторе, вмороженном в твердый водород. Конденсатор состоял из радиоактивного источника зарядов и металлического коллектора (рис, 60). Расстояние источник - коллектор L в разных экспериментах составляло 0,2 мм (конденсатор Д1), 0,3 мм (Д2) и 0,5 мм (Д3). Площадь пластины в конденсаторах Д1 и Д3 была равна соответственно 3 и 1 см², а в конденсаторе Д3 - 0,16 см². Конденсатор помещался внутри металлической

ампулы объемом около 1 см³, в которой выращивали кристаллы водорода. Снизу ампула заканчивалась медным холодопроводом, контактирующим с жидким гелием. Сверху в нее входил капилляр системы заполнения. Ампула устанавливалась внутри вакуумной рубашки в гелиевом криостате.



Рис.60. Схема измерений скорости движения зарядов. ИВН – источник высокого напряжения, М – мишень, К – коллектор, Э – электрометр.

Схема измерений приведена на рис. 60. Мишень излучает около 10⁸ электронов в секунду со средней энергией 5 кэВ и максимальной энергией 18 кэВ, которые ионизируют прилегающий к мишени слой водорода. Толщина ионизированного слоя составляет ≤ 10 мкм [80]. Знак зарядов, вытягиваемых электрическим полем из слоя плазмы в объем образца, определяется полярностью приложенного напряжения U. Скорость движения зарядов v_± определяли по времени прихода фронта заряженных ступенчатом частиц на коллектор при включении ускоряющего напряжения U. На рис. 61 показан пример записи экспериментальной зависимости тока от времени J(t) после включения ускоряющего Чувствительность используемого в экспериментах напряжения. электрометра составляла 1*10⁻¹⁵ А, а регистрируемые рабочие токи изменялись в пределах 10⁻¹⁰-10⁻¹⁴ А и были много меньше тока насыщения мишени, J_{нас} ~ 10⁻⁸A, т. е. все измерения проводили в области токов

ограниченных пространственным объемным зарядом. Диапазон регистрируемых скоростей составлял 10^{-2} - 10^{-5} см/с, средние значения напряженности электрического поля *E* в данных измерениях не превышали $5*10^4$ В/см.



Рис.61. Пример записи прихода фронта отрицательных зарядов в образце твердого водорода. P=33 атм, U=300B. Цифры у кривых – температура измерений в Кельвинах.

Исходный газообразный водород, из которого выращивали образцы, был предварительно очищен от примесей на установке «Палладий 1500». Затем газ ожижили и при температуре 20К испарили в металлический баллон для хранения. В экспериментах с p-H₂ ортопараконверсия проводилась в специальном газификаторе-конверторе, установленном в гелиевом криостате [81]. Жидкий водород выдерживали при температуре 14К в течение 10 ч в присутствии катализатора Fe(OH)₃. По литературным данным [18] полученный таким образом параводород содержал ~0,01% примеси ортомолекул. При выращивании образцов параводород испаряли из газификатора-конвертора и по капилляру из нержавеющей стали под давлением переконденсировали в рабочую ампулу. Газификатор-конвертор позволял создавать давление в ампуле до 100 атм.

Образцы выращивали из жидкости при постоянном давлении, понижая температуру холодопровода. Процесс роста контролировали по величине тока через конденсатор при постоянной разности потенциалов между обкладками (подвижность зарядов в твердом водороде примерно в 10³ раз меньше, чем в жидкости) и по показаниям двух термометров, установленных снаружи на разной высоте вдоль ампулы. Скорость роста образцов обычно составляла 0,5 - 1,0 мм/мин. После того как твердый водород полностью заполнял ампулу, температура теплового моста, соединяющего капилляр системы заполнения с наружной ванной, 4,2К, медленно понижалась до так что образец оказывался заблокированным Для работоспособности В ампуле. контроля конденсаторов и установки в целом проводились предварительные измерения на образцах гелия в той же ампуле.

На рис. 62*а* приведены полевые зависимости скорости движения зарядов обоих знаков v_± при разных температурах в образце параводорода, выращенном при давлении P=4,8 атм. Измерения выполнялись в конденсаторе Д1. Из-за малого расстояния между электродами в этой ячейке и довольно высокой подвижности не удалось исследовать полевые зависимости скорости движения отрицательных зарядов вблизи температуры плавления T_{nn} в образцах pH₂. На рис.626 приведены зависимости v₋(*E*) в предплавильной области, полученные в конденсаторе Д2 для образца, выращенного при давлении 33 атм. Для удобства сравнения по оси абсцисс отложено среднее поле в конденсаторе *E=U/L*.



Рис.62. Зависимости скорости движения зарядов от ускоряющего напряжения в образцах параводорода: а – конденсатор Д1, P=4.8 атм.; б – конденсатор Д2, P=33 атм. Температура измерений в Кельвинах указана у кривых.

Как показали эксперименты, в образцах p-H₂ в отличие от образцов, выращенных из нормального водорода [82], зависимости скорости от напряжения близки к линейным при рабочих значениях полей E<10⁵ B/см $T < T_{\pi\pi}$. температур Это позволяет воспользоваться понятием И подвижности зарядов, не зависящей от величины приложенного напряжения, и далее по известному соотношению Эйнштейна $\mu = De/kT$ оценивать величину коэффициента диффузии D_± зарядов разных знаков.

Строго говоря, в наших экспериментах измерялось время дрейфа фронта заряженных частиц между обкладками конденсатора. Как показывает численный расчет [25], в области токов, ограниченных пространственным объемным зарядом, при линейной зависимости скорости от поля время движения фронта τ при приложении напряжения U связано со временем τ_0 пролета того же промежутка L одиночным зарядом в однородном поле E=U/L соотношением $\tau=0,79\tau_0$.

Измерения подвижностей зарядов были выполнены в образцах, выращенных при постоянном давлении в интервале P = 0.1 - 70 атм [83]. Некоторые из результатов изучения влияния давления на подвижность показаны на рис. 63 (*a* - отрицательные заряды, б - положительные). Необходимо отметить, что на рис. 63*a* приведены зависимости $\mu_{-}(T)$, близкие к средним из числа наблюдавшихся в разных образцах, выращенных при одном давлении, а на рис.636 - значения $\mu_{+}(T)$ в тех же образцах.





Рис.63. Подвижность отрицательных (а) и положительных (б) зарядов в образцах, выращенных при разных давлениях (цифры у значков – давление, ● - линия сублимации)

С ростом давления подвижность отрицательных зарядов μ. уменьшается значительно быстрее, чем подвижность положительных зарядов µ₊. При этом энергия активации движения отрицательных зарядов Δ_{-} в среднем заметно возрастает, в то время как Δ_{+} в средним не изменяется. Для образцов, результаты измерений µ которых представлены на рис. 63а, энергия активации увеличивается от $\Delta = 190$ К в образце со свободной поверхностью, находящейся в равновесии с газом при температурах ниже тройной точки (P<7.2-10⁻² атм), до $\Delta = 280$ К в образце, выращенном при давлении P = 68 атм. Энергия активации положительных зарядов (рис.63б) составляет Δ_+ =300К в образце со свободной поверхностью и Δ_{+} = 270К в образце, выращенном при давлении P = 68 атм.

При представлении результатов измерений указывается давление, при котором был выращен кристалл, а не молярный объем. И это не случайно, так как измерения температурных зависимостей подвижности в твердом H₂ при постоянном молярном объеме в области T>10K возможны при условии, что давление затвердевания выше 20 атм. В образцах, выращенных при P<20 атм, температурный интервал, где молярный объем постоя-нен, сужается с понижением начального давления. По мере понижения температуры в замкнутой ячейке давление быстро падает из-за большой величины коэффициента теплового расширения твердого водорода [84]. Ниже некоторой фиксированной температуры, когда давление в ампуле сравнивается с давлением насыщенных паров, в ячейке образуются газовые полости, и далее при понижении температуры измерения выполняются при переменном молярном объеме вдоль линии фазового перехода на P – T диаграмме.

Из-за сильной анизотропии ГПУ кристаллов абсолютные значения подвижностей зарядов и характерные энергии активации от образца к образцу могут существенно изменяться. Поэтому представлялось

интересным сравнить изменения подвижностей с давлением µ₋(P) и µ₊(P) на одном образце. Это удалось реализовать в экспериментах с образцами со свободной поверхностью при движении вдоль линии плавления. Для этого процесс выращивания образцов был изменен. Кристалл растили из сжатой жидкости при постоянном давлении Р = 70 атм. Когда фронт кристаллизации проходил верхний край конденсатора (что определяли по резкому падению тока через конденсатор), капилляр системы заполнения скачком охлаждали до гелиевой температуры, так что в блокированной ампуле над кристаллом оставался слой сжатой жидкости. Далее, плавно понижая температуру образца (следовательно, и давление), мы двигались по Р-Т диаграмме сначала вдоль линии раздела твердое тело - жидкость вплоть до тройной точки (T_{тр}==13.81 К, P_{тр}= 7.2*10⁻² атм), а затем вдоль линии раздела твердое тело – газ. Низкий предел текучести и высокая подвижность дефектов в твердом водороде вблизи температуры плавления [18] обеспечивают выполнение квазигидростатических условий. Таким способом удалось получить зависимости µ(P,T) вдоль линии плавления на одном и том же образце. Результаты этих измерений приведены на рис.64: кривая 1 - подвижность отрицательных зарядов, кривая 4 - подвижность положительных зарядов в том же образце. Для полноты картины на рисунке приведены также результаты измерений подвижности зарядов в трех других образцах, выращенных при давлениях P=5 атм. (набор точек 2 соответствует µ., 5 - µ.), Р=33 атм. (3 - µ.) и Р==14 атм (6 -µ.). Изломы на кривых $\mu(T)$ соответствуют переходу через тройную точку (1, 4) или точки $T_{\pi\pi}$ (2, 3, 5, 6).



Рис.64. Подвижность отрицательных (1) и положительных (4) зарядов в твердом водороде вдоль линии 2 5 плавления; И подвижность отрицательных И положительных зарядов в образце, выращенном при P=53 атм; подвижность зарядов отрицательных В образце, выращенном при Р=33 атм; 6 подвижность положительных зарядов в образце, выращенном при Р=14 атм. Сплошные линии - расчет по формулам (24) и (25).

Отметим следующие особенности. Во всех образцах в двухфазной области при движении вдоль линии плавления твердый - жидкий водород с ростом температуры (и давления) подвижность отрицательных зарядов падает, а положительных возрастает. В образце, сохраняющем свободную поверхность ниже тройной точки (рис.64, точки 1,4), подвижность зарядов экспоненциально уменьшается с понижением температуры. Характерные энергии активации в этом образце составляют Δ =180К и Δ_{+} = 310 К. В

остальных образцах ниже T_{nn} энергии активации имеют следующие значения: $\Delta = 180$ К - точки 2, $\Delta = 230$ К - 3, $\Delta_{+} = 240$ К - 5, $\Delta_{+} = 240$ К - 6.

6.2. Движение зарядов в образцах твердого водорода переменного ортопарасостава.

Известно [18], что в процессе естественной орто-параконверсии концентрация ортомолекул х уменьшается со временем по закону



$$\mathbf{x} = (\mathbf{x}_0^{-1} - \mathbf{k}\mathbf{t})^{-1} \tag{23}$$

Рис.65. Зависимость от времени выдержки скорости движения отрицательных а) и положительных зарядов б) в образце, выращенном при давлении 1 атм (ускоряющее напряжении – 300В)

где x_0 - начальная концентрация ортомолекул; t - время ожидания; k - константа превращения, равная 1.19 10^{-2} ч⁻¹ в тройной точке. Из формулы (23) следует, что за время порядка 100ч концентрация ортомолекул в водороде уменьшается в несколько раз. Это дает возможность проследить

за изменениями величины и температурной зависимости скорости движения зарядов в широком интервале концентраций ортомолекул в одном и том же образце. Это весьма существенно, так как ранее было обнаружено, что для образцов, выращенных при одинаковых условиях, скорости движения зарядов могут значительно различаться, по-видимому, из-за сильной анизотропии ГПУ кристаллов.

На рис. 65 показаны зависимость скорости движения зарядов обоих от времени выдержки t. Образец был выращен из знаков нормального водорода при давлении P=1 атм. Температуры измерений указаны цифрами у кривых. Между последовательными сериями измерений образец выдерживали при температуре T_в=11.6К. Тянущее напряжение составляло 300 В. Видно, что со временем по мере уменьшения содержания ортомолекул скорость движения отрицательных зарядов v₋ возрастает, а положительных - v₊ уменьшается. Формы кривых $v_{+}(t)$ практически не изменяются с понижением температуры измерений. Измерения, выполненные на разных образцах, показали, что временные зависимости $v_{+}(t)$ не изменяются и с понижением температуры выдержки Т_в в интервале от 13.0 до 4.5К. Это согласуется с известными литературными данными [85], которые показывают, что вплоть до 4.2 К константа скорости ортопараконверсии практически не зависит от температуры.

В образце, находящемся в замкнутом контейнере, изменение скорости движения зарядов при постоянной температуре может быть вызвано как уменьшением со временем содержания ортомолекул, так и связанным с ним возрастанием молярного объема образца (или давления при постоянном объеме). Увеличение молярного объема возможно только в образцах со свободной поверхностью. В условиях нашего эксперимента такими являются образцы, выращенные при малых давлениях (P<20 атм), которые вследствие большой величины коэффициента температурного расширения отслаиваются от стенок контейнера при охлаждении. Воспользовавшись известными термодинамическими данными [18, 19], можно оценить, что, например, при понижении температуры образца, выращенного из n-H₂, при P=1 атм, от температуры плавления T_{пл}=13.97K

до 13.0 К его молярный объем уменьшается на 0.35%. Это приведет к частичному отслаиванию образца от стенок контейнера. Увеличение молярного объема за счет орто-параконверсии в течение 200 ч (значение х падает от 75 до 25%) при этой же температуре составляет примерно 0.3 %. Таким образом, в данных экспериментах при температурах T < T_{nn} – 1.0К молярный объем исходного образца со временем возрастает. При более высокой температуре 13.6К в течение первых 120 ч молярный объем увеличивается, так что образец заполняет весь контейнер. Далее измерения выполняются при постоянном молярном объеме.

Как показали наши предыдущие измерения [82, 83], в образцах, выращенных как их чистого параводорода, так и из нормального водорода, с увеличением молярного объема скорости движения зарядов обоих знаков только возрастают. Поэтому уменьшение скорости движения положительных зарядов co временем В образце co свободной поверхностью не может быть связано с увеличением молярного объема, т.е. определяющим в случае движения положительных зарядов является уменьшение содержания ортомолекул в образце. Возрастание скорости движения отрицательных зарядов со временем можно было бы приписать влиянию обоих факторов.

Чтобы разделить влияние изменения содержания о-H₂ молекул и молярного объема (или давления при постоянном объеме) на скорость движения зарядов, мы провели серию измерений на образцах, выращенных при давлениях 24; 38; 55 и 70 атм. При охлаждении образцов, выращенных из нормального водорода при давлениях свыше 20 атм, до температур на 3 К ниже Т_{пл} свободная поверхность не образуется, так что при фиксированной температуре наблюдений орто-параконверсия сопровождается повышением давления в замкнутом контейнере.

Результаты измерений, полученные на образцах из нормального водорода, выращенных при P=70 атм, показаны на рис.66. С повышением

давления выращивания скорости движения зарядов обоих знаков в начальный момент (t =0) уменьшаются. Поэтому в образце, выращенном



при 70 атм, измерения выполняли при напряжении U =1000 В.



Рис.66. Зависимости $v_{\pm}(t)$ в образце выращенном при P=70 атм: a – отрицательные; б – положительные заряды; ускоряющее напряжение U=1000B.

Как видно из рисунков 65 и 66 с повышением давления затвердевания относительное падение со временем скорости движения положительных зарядов v_+ заметно увеличивается. Зависимости $v_{-}(t)$, напротив, с повышением давления становятся более пологими, так что при P=70 атм скорость движения отрицательных зарядов практически не изменяется со временем.

Таким образом, как в образцах переменного молярного объема со свободной поверхностью, так и в образцах постоянного объема в результате процессов орто-параконверсии скорость движения положительных зарядов убывает. Скорость движения отрицательных зарядов в тех же условиях монотонно возрастает. Повышение давления выращивания приводит к ослаблению зависимости v₊ от времени.

6.3. Диффузия зарядов в твердом водороде и дейтерии.

Температурные зависимости коэффициента диффузии положительных и отрицательных зарядов в кристалле параводорода, выращенном при давлении P=1 атм приведены на рис.67. Измерения проводились в полях Е = $(1\div5)10^4$ В/см, в которых скорость движения зарядов v_± обоих знаков линейно зависит напряжения U. Температурный интервал ограничивался снизу экспоненциальным возрастанием времени прихода фронта с понижением температуры и (или) захватом движущихся зарядов в недостаточно совершенных образцах. Видно, дефектами что с понижением температуры коэффициент диффузии зарядов уменьшается по закону близкому к экспоненциальному.



Рис.67. Зависимость коэффициента диффузии отрицательных и положительных зарядов от обратной температуры в водороде, а) и дейтерии, б).

Энергии активации, вычисленные по наклонам прямых, проведенных через экспериментальные точки, составили Δ =200±20К и Δ + =230±30К. Сплошная линия на рисунке описывает коэффициент самодиффузии.

В кристаллах дейтерия, как в образцах параводорода, во всем температурном интервале экспериментальные зависимости коэффициента диффузии D_± (T) близки к экспоненциальным, рис. 676. Однако при этом коэффициент диффузии положительных зарядов в несколько раз превышает коэффициент диффузии отрицательных, D₊ > D₋. Энергия активации диффузии в одном из образцов составляла $\Delta_{-} = 480\pm10$ К для отрицательных зарядов и $\Delta_{+} = 340\pm15$ К для положительных, что близко к энергии активации самодиффузии молекул $\Delta_{s} \approx 300$ К (сплошная линия D_s).

В разных кристаллах энергии активации диффузии зарядов и их абсолютные величины заметно отличаются. Например, рис. 68 демонстрирует изменения подвижности зарядов В трех образцах давлении P=1 атм. Одновременно изменяются параводорода при подвижности как положительных, так и отрицательных зарядов. Энергии активации в образце №51 составляют $\Delta_{=140K}$, $\Delta_{+}==240K$, в образце №52 -Δ_= 240К, Δ₊=235К и в образце №53 - Δ_=220К. Заметим, что в



предплавильной области температур отличаются не только наклоны экспериментальных кривых, но и абсолютные *Рис.68.* Подвижности отрицательных и положительных зарядов, измеренные в трех последовательно выращенных при *P*=1 атм образцах.

подвижностей. Наблюдаемые различия значения В подвижностях естественно было связать с анизотропией свойств ГПУ кристалла, т.е. с различиями В подвижностях зарядов ВДОЛЬ различных кристаллографических направлений. Для проверки этого предположения использовали конденсатор ДЗ с составным коллектором, состоящим из двух одинаковых металлических пластин, разделенных изолирующей прокладкой [83]. В большинстве исследованных образцов скорости движения зарядов в верхней и нижней частях рабочей ячейки были одинаковыми. Однако в некоторых образцах мы наблюдали приход двух последовательных фронтов отрицательных зарядов.

Полученные экспериментальные результаты можно объяснить тем, что в нижнем конденсаторе образец состоял из двух различно ориентированных блоков. Один из этих блоков полностью заполнял верхний конденсатор. Отрицательные заряды, как показали эксперименты, оказались более чувствительными к изменению свойств образцов (давление, разориентация блоков), чем положительные, что, по-видимому, связано с разницей в строении зарядов разных знаков.

Захват движущихся зарядов дефектами в объеме образца приводит к падению статического тока в конденсаторе, а также может сказаться на переходной характеристике конденсатора, когда поле, создаваемое неподвижными объемными зарядами, становится сравнимым с приложенным внешним полем. Как было показано в экспериментах с твердым гелием [86, 87], захват зарядов дефектами слабо влияет на время

прихода фронта заряженных частиц, если концентрация центров захвата много меньше плотности движущихся зарядов в объеме или время захвата заряда дефектом много больше времени пролета, что и наблюдалось в большинстве дефектных кристаллов.

В некоторых из образцов p-H₂ мы наблюдали сильный захват зарядов, препятствующий измерениям в малых полях при температурах ниже 10 К. Чтобы выполнить измерения при низких температурах и при наличии сильного захвата зарядов в объеме, перед каждым измерением образец отжигали при повышенных температурах при закороченных обкладках конденсатора. На рис. 69 показаны результаты измерений при разных температурах временных зависимостей токов отрицательных зарядов, протекающих через образец, после ступенчатого включения напряжения U=300В между обкладками конденсатора. Реальное время измерений t нормировано на время пролета t_{пр}, а ток на максимальное значение тока после включения напряжения. На рис. 69 видно, что после достижения фронтом заряженных частиц коллектора (t/t_{пp}) ≈ 1 наблюдается уменьшение тока. Поскольку измерения выполнялись в режиме токов, ограниченных объемным зарядом, такой вид зависимости I(t/t_{np}) означает, что с течением времени убывает концентрация свободных зарядов N_{св} и возрастает концентрация неподвижных зарядов N_{3axB} , захваченных ловушками. С понижением температуры измерений захват усиливается и значения токов I(∞) уменьшаются. Аналогичные зависимости были получены также и для положительных зарядов.



Рис.69. Зависимость от времени тока отрицательных зарядов, протекающего через образец при различных температурах.

6.4. Диффузия отрицательных зарядов и вакансий в кристаллах параводорода.

Усовершенствование методики экспериментов позволило расширить диапазон измерений времени пролета до 4 ·10⁴ с. Для уменьшения влияния захваченного объемного заряда на время прихода фронта заряженных частиц, движущихся от источника зарядов к коллектору, перед каждым измерением при T<10К проводился высокотемпературный отжиг



Рис.70. Температурные зависимости коэффициентов диффузии зарядов и HD молекул в кристалле параводорода. образца при заземленных электродах. Это позволило изучить зависимость D_- в широком интервале температур, от тройной точки до 5,8К. Диапазон измерений коэффициента диффузии положительных зарядов D_+ был ограничен 9К, а отрицательных D_- 5.8К, так как время пролета фронтом заряженных частиц расстояния от источника до коллектора при этих температурах превосходило 10 часов. Полное время измерения переходной характеристики конденсатора после включения напряжения при низкой температуре занимало более 30 часов. Кроме того, регистрируемый ток был на уровне 10^{-14} А, что в 10 раз выше чувствительности используемой аппаратуры.

Температурная зависимость коэффициента диффузии отрицательных зарядов в одном из лучших образцов (давление роста P=1.5 атм) показана на рис.70. Погрешность измерений D₋ не превышает размеров точек. Сплошная кривая 2 – температурная зависимость коэффициента диффузии D_i примесных молекул HD в образцах параводорода, рассчитанная по приведенной в работе [12] кривой, описывающей время релаксации молекул HD. Видно, что выше 10К величины D₋ и D_i близки. Ниже 10К температурные зависимости D₋(T) D_i(T) коренным образом И Как указано в [12] отклонение с понижением $D_i(T)$ различаются. температуры от активационной зависимости может быть объяснено сменой механизма HD: диффузии молекул переходом ОТ классической термоактивированной диффузии (обмену местами между молекулами и вакансиями) к квантовой подбарьерной диффузии молекул HD в кристалле. Сплошные прямые проведены через экспериментальные точки, чтобы подчеркнуть различие в энергии активации диффузии при высоких и низких температурах. Темные кружки 4 на рисунке – коэффициент диффузии положительных зарядов.

6.5. Обсуждение результатов.

Выполненные эксперименты однозначно показали возможность измерения подвижностей инжектированных зарядов обоих знаков в твердом водороде. Сложности в регистрации прихода фронта зарядов в работах [15, 16], по-видимому, были обусловлены неудовлетворительным качеством образцов.

Чтобы как-то судить о возможном механизме диффузии зарядов, представляет интерес сравнить величины и температурные зависимости рассчитанных по подвижности коэффициентов диффузии зарядов разных знаков D_{\pm} с известным по литературным данным [88] значением коэффициента диффузии ортомолекул D_s в образцах близкого молярного объема. Сплошная прямая на рис.67а описывает зависимость $D_s(T)$. По данным ЯМР [88]

 $D_s = D_{os} \exp(-\Delta_s/T),$

где $D_{0s}=3 \cdot 10^{-2}$ см/с, $\Delta_s=200$ К. Видно, что коэффициент D_s в несколько раз меньше коэффициента диффузии отрицательных зарядов D₋ и примерно на порядок превосходит коэффициент диффузии положительных зарядов D₊. Соответственно энергии активации диффузии зарядов близки к энергии активации диффузии ортомолекул: $\Delta_{1} \approx \Delta_{s} < \Delta_{+}$. Считается, что в образцах коэффициент диффузии параводорода ортомолекул совпадает С коэффициентом самодиффузии, и при высоких температурах в области термоактивированной диффузии основную роль играет взаимодействие молекул с вакансиями [88]. Близость энергий активации диффузии зарядов Δ_{\pm} и ортомолекул Δ_{s} может свидетельствовать в пользу предположения, что движение зарядов контролируется тем же механизмом взаимодействием заряженных точечных дефектов с вакансиями.

Аналогичные соотношения $D_- > D_s > D_+, \Delta_- \approx \Delta_s < \Delta_+$ выполняются в кристаллах ОЦК ³Не и ⁴Не, а в ГПУ ⁴Не при малых давлениях знаки

неравенств противоположны. Если придерживаться вакансионной модели движения заряженных дефектов в квантовых кристаллах [89], то это означает, что строение зарядов и характер их взаимодействия с вакансиями существенно зависит не только от знака заряда, но и от кристаллической структуры исследуемого образца.

Изменение подвижности зарядов при движении вдоль линии плавления можно удовлетворительно описать зависимостями вида

$$\mu = \frac{e}{kT} D_{o} \exp\left[-\frac{\Delta + \Delta(P)}{T}\right]$$

где Δ-энергия активации диффузии при давлении P<0,1 атм, Δ(P) - часть энергии активации, зависящая от давления. На рис. 64 сплошные линии, проходящие через экспериментальные точки, могут быть описаны выражениями вида

$$\mu_{-} = 7.6 \cdot 10^{-3} \frac{e}{kT} \exp\left[-\frac{185 + 0.80P}{T}\right]$$
(24)

$$\mu_{+} = 1,75 \cdot 10^{1} \frac{e}{kT} \exp\left[-\frac{310 + 0,39P}{T}\right]$$
(25)

Отметим, что предэкспоненциальный множитель в формуле (24) близок к D_{os}, а в формуле (25) значительно превосходит его. С ростом давления энергия активации диффузии растет как <u>Δ</u>(P)=0,80P К для отрицательных зарядов и $\Delta_+(P)=0,39P$ К для положительных зарядов (P в атм). Для расчета давления в ампуле использовали аналитическое выражение (4.5) из монографии [18]. Эти зависимости $\Delta(P)$ по порядку величины согласуются с теоретической зависимостью энергии активации самодиффузии от давления, приведенной в работе [90]. Следует отметить, добавка $\Delta(\mathbf{P})$ что полученная нами В пределах погрешности экспериментальных измерений согласуется и с результатами измерений, показанными на рис. 64.

По данным экспериментов [82, 83] в образцах, выращенных из нормального водорода и параводорода, скорость движения зарядов обоих знаков при фиксированной температуре с увеличением молярного объема возрастает. Поэтому падение скорости движения положительных зарядов в образцах со свободной поверхностью может быть связано только с уменьшением содержания ортомолекул. Относительно более сильное падение в образцах, выращенных при 70 атм (рис.66), следует приписать дополнительному уменьшению скорости положительных зарядов вследствие возрастания давления, сопровождаюшего процесс орто-параконверсии в образце, находящемся при постоянном объеме. Согласно [86], при уменьшении х от 0,75 до 0,25 величина ΔP достигает 10 атм.

Увеличение скорости движения отрицательных зарядов v. может быть связано как с увеличением молярного объема, так и с уменьшением содержания ортомолекул со временем. Однако близость наклонов кривых v.(t) в образцах, выращенных при давлениях 1,24 и 38 атм, в которых ортопараконверсия сопровождается возрастанием как молярного объема (при P < 20 атм), так и давления, показывает, что основную роль играет уменьшение содержания ортомолекул [91]. Слабую зависимость скорости v. от времени выдержки в образцах, выращенных при 70 атм (рис.66), можно объяснить тем, что увеличение скорости вследствие уменьшения концентрации ортомолекул х компенсируется падением скорости из-за увеличения давления в объеме.

Таким образом, наблюдавшиеся изменения скорости движения зарядов со временем можно объяснить, полагая, что уменьшение содержания ортомолекул приводит к уменьшению скорости движения положительных зарядов v₊ и к увеличению скорости движения отрицательных зарядов v₋. Повышение давления при постоянном объеме уменьшает скорость движения зарядов, что вполне естественно, если
считать, что в области термоактивированной диффузии основную роль вакансионный Полагая далее, играет механизм. что начальная концентрация ортомолекул в свежевыращенном образце близка К концентрации в нормальном водороде (x=0.75) и изменение со временем описывается формулой (23) (естественная ортопараконверсия), можно $v_{+}(t)$ к зависимостям $v_{+}(x)$. Обработка перейти от зависимостей экспериментальных результатов показала, что для большей наглядности следует построить зависимости времени пролета $\tau = L/v_+$ OT концентрации ортомолекул х.



Рис.71. Зависимость времени пролета τ от концентрации отромолекул: а – отрицательные, б – положительные заряды (образец тот же, что на рис.65)

На рис. 71 показаны зависимости $\tau_{\pm}(x)$ для образца с открытой поверхностью, выращенного при P = 1 атм (пересчет результатов рис.65). Оказалось, что в первом приближении зависимости $\tau(x)$ в интервале 0.25 <x< 0.75 близки к линейным и могут быть описаны соотношениями вида

$$\tau_{+}=A(T)(B-x);$$

 $\tau_{-}=C(T)(x-D).$

где A(T) и C (T) – коэффициенты, экспоненциально зависящие от температуры измерений. Параметр В близок к единице, а D<0,1.

С понижением температуры скорости движения зарядов экспоненциально убывают. Уменьшение концентрации ортомолекул изменяет не только абсолютные значения скорости, но и наклоны кривых $v_{\pm}(T)$. Это позволяет оценить зависимости характерных энергий активации движения зарядов Δ_{\pm} от концентрации ортомолекул х. Как видно из рис.72, с уменьшением х энергия активации отрицательных зарядов Δ_{-} падает, а положительных Δ_{+} возрастает. Интересно отметить, что в нормальном водороде $\Delta_{-} > \Delta_{+}$, а в чистом параводороде $\Delta_{+} > \Delta_{-}$.



Рис.72. Зависимость от концентрации ортомолекул энергии активации движения отрицательных (2) и положительных (1) зарядов.

Энергия активации движения отрицательных зарядов в чистом параводороде практически совпадает с энергией активации самодиффузии ортомолекул. Близость энергий активации движения зарядов и ортомолекул указывает на то, что в обоих случаях основную роль играет вакансионный механизм. Различие во влиянии изменения содержания ортомолекул на скорость движения положительных и отрицательных

зарядов может быть объяснено разницей в структуре заряженных дефектов. Как показано в Главе 2, в жидком водороде при малых давлениях отрицательный заряд – это вакуумный пузырек радиусом около 10А с локализованным внутри него электроном, а положительный заряд – это комплекс, состоящий из положительно заряженного иона типа H₂⁺ и слоя молекул, удерживаемых поляризационными силами (снежный 10А. Естественно предположить, что при шар) радиусом порядка затвердевании жидкого водорода при малых давлениях внутренняя структура заряда (ядро дефекта) не изменяется. Наличие поляризационного притяжения может привести к тому, что вокруг заряда концентрация ортомолекул, которые обладают меньшим объемом и большей поляризуемостью по сравнению с парамолекулами, может существенно отличаться от средней концентрации их в объеме. Этому может способствовать и обратная пара-ортоконверсия под действием β излучения в слое, прилегающем к тритиевому источнику. Поскольку поляризационное притяжение быстро уменьшается с увеличением расстояния, разница в структурах заряженных дефектов может по-разному сказаться на влиянии ортомолекул на их подвижность. В частности, повышенное содержание ортомолекул вокруг положительного заряда может существенно затруднить обмен местами молекул, окружающих ядро дефекта и оказавшихся по соседству с вакансией. Близкая ситуация была рассмотрена в работе [92], в которой показано, что в слабых растворах ⁴Не в ³Не концентрация атомов ⁴Не вокруг положительного заряда выше объемной. Существенное влияние структуры заряженного дефекта на скорость его движения наглядно продемонстрировано в работе [89].

Вернемся теперь к обсуждению результатов, полученных на

образцах параводорода. Изменение энергии активации и абсолютной величины коэффициента диффузии зарядов от образца к образцу,

выращенному при одинаковых условиях, можно приписать анизотропии энергетического барьера, преодолеваемого зарядом (или вакансией) при перескоке в соседнее положение в ГПУ кристалле. Различия в высоте энергетического барьера в разных кристаллографических направлениях для зарядов обоих знаков достигают 100 К: в образцах, выращенных при P=1 атм, энергии активации диффузии отрицательных зарядов изменялись в пределах от 150 до 250К, а положительных - от 210 до 310К.

Экспериментальные данные по захвату зарядов удается объяснить, воспользовавшись результатами расчетов работы [93], в которой получен вид зависимости I(t/t_{пр}), предположив для простоты, что в образце существуют ловушки с двумя временами захвата t_{захв}(1) и t_{захв}(2) . Тогда переходную характеристику тока через образец можно записать в виде

$$I(t/t_{np}) = a_1 \exp(-b_1 t/t_{np}) + a_2 \exp(-b_2 t/t_{np}) + I(\infty)$$

где а₁ и а₂ коэффициенты, зависящие от отношения $\theta = N_{cB}/N_{3axB}$; $b_{1,2} \approx (1+\theta) t_{np}/t_{3axB}(1,2)$. N_{cB} и N_{3axB} – концентрация свободных и захваченных зарядов. Согласно [93, 94] $I(\infty) = \theta / (1+\theta)$, и поэтому θ можно вычислить при разных температурах. Далее, воспользовавшись вычисленными значениями θ и измеренными величинами t_{np} , можно оценить времена захвата $t_{3axB}(1,2)$ при разных температурах. На рис. 73

приведены результаты этих вычислений для одного из исследованных образцов [95]. С понижением температуры измерений величины времен захвата уменьшаются, проходят через минимум и при температурах ниже 11К увеличиваются. Уменьшение времен захвата может быть связано как с изменением сечения захвата, так и с ростом концентрации дефектов – ловушек в объеме образца. Поскольку кристалл водорода расположен между двумя обкладками конденсатора, он может деформироваться при понижении температуры в си-



Рис. 73. Зависимость от обратной температуры времен захвата t_{захв}(1)-точки 1, t_{захв}(2) – точки 2 и времени пролета t_{пр} – крестики 3.

лу различия в величинах коэффициентов теплового расширения твердого водорода и металла, из которого изготовлен контейнер. Ранее, увеличение концентрации ловушек зарядов с понижением температуры наблюдали в экспериментах с твердым гелием [96]. Если полагать, что при температурах ниже 11К концентрация ловушек не изменяется, то по зависимости $\theta(T)$ можно оценить глубину ловушек, предположив, что N_{св} ~ exp(-Y/T), где Y – глубина ловушек. Оказалось, что глубина ловушек для отрицательных зарядов составляет 60К, а для положительных – 25К. Это связано, по-видимому, с разницей в структурах зарядов. Выяснилось, что зависимость $\theta(T)$ является экспоненциальной функцией температуры не только при низких, но и при высоких температурах. Поэтому можно предположить, что уменьшение t_{захв} с понижением температуры на рис. 73 связано в основном с изменением сечения захвата ловушек в результате, например, перестройки в системе дефектов под действием внутренних напряжений, а не с ростом концентрации дефектов-ловушек. От образца к образцу абсолютные значения времен захвата могут существенно изменяться, и не всегда удается наблюдать приход фронта при

температурах ниже 8К. Для того чтобы выполнить измерения при низких температурах нужен образец высокой степени совершенства.

Пунктирная кривая на рис. 70. изображает предсказываемую теорией [90] зависимость коэффициента самодиффузии от обратной температуры, рассчитанную В предположении, ЧТО перемещение молекул контролируется вакансиями, с как классической учетом термоактивированной диффузии, так И процессов квантового туннелирования вакансий. Видно, что ниже 8К кривая налагается на экспериментальную зависимость.

Естественно предположить поэтому, что во всем интервале температур 13,6 – 5,8К движение зарядов контролируется их взаимодействием с вакансиями, т. е. зависимость D₋(T) может быть описана выражением типа [97]

$$D_{-} = D_{c} \exp[-(E_{v} + E_{b})/T] + D_{q} \exp[-E_{v}/T]$$
(26),

которое использовалось в работах [88, 90] для описания вакансионной диффузии молекул в твердом водороде. E_v – энергия рождения вакансий, E_b – высота энергетического барьера между ДВУМЯ соседними положениями вакансии в кристаллической решетке, D_c и D_q – предэкспоненциальные множители, соответствующие термоактивированному классическому движению И квантовому туннелированию вакансий. Найденные расчетом значения параметров приведены в таблице 2.

Таблица 2.

Работа	D _с 10 ⁻³ см ² /с	$ E_v + E_b \\ K K $	D_{q} 10 ⁻³ cm ² /c	E _v K
[90]	0,6	197	200	112

[88]	4,9	198±6	9,8	91±6
[97]	1,8	168±5	23	100±5

Из таблицы видно, что значения параметров, описывающих температурную зависимость D₋(T), согласуются с теоретическим расчетом [90] и данными ЯМР [88]. Это подтверждает предположение о том, что в кристаллах p-H₂ при низких температурах (ниже 8К) основной механизм диффузии вакансий – подбарьерное квантовое туннелирование.

Рассмотрим движение заряда (пробной частицы) в квантовом кристалле более подробно. Вязко - упругое, т.е. вакансионное, течение кристалла вокруг пробной частицы является одним из основных механизмов движения частицы малых размеров под действием внешней силы [98]. В системе координат, связанной с пробной частицей, набегающие вакансии поглощаются и излучаются на ее поверхности, что позволяет говорить о движении пробной частицы в "газе" классических вакансий или в газе вакансионов, неупруго рассеивающихся на пробной частице. Учет перехода с понижением температуры образца от классической термоактивированной диффузии вакансий к зонному движению вакансионов должен существенно сказаться в первую очередь на температурных зависимостях коэффициента диффузии вакансий $D_v(T)$ и коэффициента диффузии пробной частицы $D_p(T)$.

Вакансионные механизмы диффузии зарядов (точнее заряженных наночастиц), которые образуются в твердом гелии под действием радиоактивного облучения, подробно обсуждаются в обзорах Шикина и Дама [14,25]. В обзорах рассматривается движение зарядов при взаимодействии с локализованными вакансиями или со свободно распространяющимися по образцу вакансионами, т.е. высокотемпературный и низкотемпературный пределы. Теоретическим

расчетам подвижности положительных зарядов в твердом ⁴Не в газе длинноволновых вакансионов посвящена также работа [89].

Рассмотрим особенности поведения коэффициента диффузии равновесных тепловых вакансий $D_v(T)$ и взаимодействующей с вакансиями пробной наночастицы $D_p(T)$ в квантовом кристалле с узкой вакансионной зоной [99]. Прямые измерения коэффициента диффузии вакансий в кристаллах ⁴Не и p-H₂ затруднительны. Рассчитываемая по подвижности пробной частицы величина коэффициента диффузии $D_p(T)$ в первом приближении определяется суммой

$$D_{p}(T) = D_{p}^{cl}(T) + D_{p}^{qu}(T)$$
(27),

где первое слагаемое $D_p^{\ cl}$ соответствует диффузии в газе классических вакансий, а второе $D_p^{\ qu}$ - в газе вакансионов.

Напомним, что поведение коэффициента диффузии пробной частицы в высокотемпературном и низкотемпературном пределах теоретически исследовано достаточно подробно. Поведение коэффициента D_p^{qu} в переходной области T ~ T_{tr} , где вакансионные пробеги сравнимы с постоянной кристаллической решетки образца а и могут быть много меньше диаметра пробной частицы



$$l_v \sim a \ll d_p \tag{28}$$

требует дополнительного рассмотрения. При выполнении условий (28) пробная частица движется под действием внешней силы в плотном газе

вакансионов. В системе координат, связанной с частицей, это соответствует вязкому (гидродинамическому) течению газа вакансионов вокруг пробной частицы. Очевидно, что при l_v << а вероятность подбарьерного туннелирования много ниже вероятности классического термоактивированного перескока локализованной вакансии из узла в узел, т.е. классического

Рис. 74. Температурные зависимости коэффициента диффузии вакансий D_v и пробной частицы D_p - кривые 1 и 3. Прямая пунктирная 2 – температурная зависимость концентрации вакансий $x_v(T)$.

надбарьерного обмена местами с одним из ближайших соседей (атомом или молекулой) в кристаллической решетке.

В низкотемпературном пределе условию

$$l_v >> d_p \tag{29}$$

соответствует кнудсеновское течение разреженного вакансионного кристалле. газа вокруг частицы в совершенном Ожидаемые ИЗ качественных соображений температурные зависимости диффузии коэффициентов тепловых вакансий $D_{v}(T)$ пробной И

наночастицы $D_p(T)$ в кристалле с узкой вакансионной зоной показаны схематически на рис.74 (кривые 1 и 3). Для удобства используется полулогарифмический масштаб log D = f(1/T). Прямая 2 иллюстрирует изменение относительной концентрации тепловых вакансий $x_v(T) \sim exp(-E_v/T)$.

На рис.74 выделены три области температур.

I. Высокие температуры, $T \sim T_{melt}$. Область классической термоактивированной диффузии. Коэффициент диффузии вакансий $D_v^{cl} \approx (1/6)a^2/t$, где t⁻¹ ~ exp(-E_b/T) частота надбарьерных перескоков вакансии из узла в узел кристаллической решетки. Поведение коэффицента диффузии пробной частицы $D_p = D_p^{cl}(T)$ может быть описано известным законом Аррениуса

$$D_{p}^{cl}(T) = D_{0} \exp(-E_{0}^{cl}/T) \approx A^{cl} x_{v} D_{v}^{cl} \sim \exp\{-(E_{v} + E_{b})/T\}$$
(30)

Численный сомножитель A^{cl} пропорционален отношению удельных объемов вакансии и пробной частицы $(a/d_p)^3$ [24,25]. При качественных оценках предполагается, что концентрация тепловых вакансий вокруг пробной частицы близка к их равновесной концентрации в объеме x_v , т.е. энергия активации диффузии пробной частицы в области I определяется суммой $E_0^{cl} = E_v + E_b$. Вопрос о концентрации вакансий вокруг заряженных пробных частиц в квантовых кристаллах требует отдельного изучения [24,25].

II. Область переходных температур, $T \leq T_{tr}, l_v \ll d_p$. Наночастица движется в вязком газе вакансионов. Температурные зависимости коэффициентов диффузии вакансионов $D_v^{qu}(T)$ и пробной частицы $D_p^{qu}(T)$ в области II зависят от природы взаимодействия, ограничивающего величину l_v . Если основную роль вблизи T_{tr} играет вакансион-фононное рассеяние $l_v=l_{vph}$, то в соответствии с оценками [10, 34] $l_{vph} \sim T^{-n}$, где n ~ 9, и

коэффициент диффузии вакансионов в переходной области будет возрастать с понижением температуры по степенному закону типа

$$D_v^{qu}(T) = D_{vph}^{qu}(T) \approx V_v l_{vph} \sim T^{-9}$$
 (31),

где V_v – скорость движения вакансионов в зоне, $V_v = a kQ_v/h$.

В случае преобладания вакансион-вакансионного рассеяния зависимость $D_v^{qu} = D_{vv}^{qu}(T)$ определяется как содержанием вакансий в объеме (x_v/a^3), так и энергией их упругого взаимодействия $U=U_0(a/r)^3 = U_0$ x_v [10]. Здесь $r=a/x_v^{1/3}$ – среднее расстояние между двумя вакансионами и U_0 - амплитуда их взаимодействия ($U_0 >> Q_v$). При высокой концентрации $x_v > (Q_v/3U_0)^{3/4}$ вакансионы локализованы, так что основную роль играет классический термоактивированный перескок вакансии из узла в узел. С падением x_v механизм диффузии вакансий изменяется. В области температур, где г больше радиуса локализации вакансионов $R = a(3U_0/Q_v)^{1/4}$, но меньше радиуса их упругого взаимодействия $r_0 = a(U_0/Q_v)^{1/3}$, т.е. при условии

$$(Q_v/3U_0)^{3/4} > x_v > (Q_v/U_0)$$
(32)

коэффициент диффузии слабо локализованного вакансиона, дрейфующего в случайном потенциальном поле, создаваемом другими вакансионами, пропорционален [10]

$$D_{vv}^{qu}(T) \sim x_v^{-4/3} \sim \exp(4E_v/3T)$$
 (33)

т.е. величина D_{vv}^{qu} экспоненциально возрастает с понижением температуры.

Когда среднее расстояние между вакансионами становится больше радиуса их упругого взаимодействия $r > r_0$, что соответствует концентрации $x_v < (Q_v/U_0)$, сечение упругого рассеяния вакансионов на вакансионах $S_{vv} \sim r_0^2$ не зависит от x_v , и коэффициент диффузии вакансионов может быть записан в виде:

$$D_{vv}^{qu}(T) \approx V_v l_{vv} \sim x_v^{-1}$$
(34)

 $l_{vv} = a^3 / (x_v S_{vv})$ - эффективная длина свободного пробега.

Рассмотрим теперь поведение коэффициента диффузии пробной частицы D_p^{qu} в переходной области. Если вблизи T_{tr} преобладает вакансион-фононное взаимодействие, то коэффициент диффузии наночастицы

$$D_{pqu}(T) = A^{qu} x_v D_{vph}^{qu} \sim exp(-E_v/T) T^{-9}$$
(35)

также может возрастать с понижением температуры, при условии, что эффективная длина свободного пробега вакансионов l_{vph} и соответственно D_{vph}^{qu} (31) возрастают с понижением температуры быстрее, чем x_v^{-1} .

В вязком газе сильно взаимодействующих между собой вакансионов в области температур, где выполняется неравенство (32),

$$D_{p}^{qu}(T) = A^{qu} x_{v} D_{vv}^{qu} \sim x_{v}^{-1/3} \sim \exp(E_{v}/3T)$$
(36)

т.е. с охлаждением образца экспоненциальное падение коэффициента $D_p(T)$ в области I сменяется в области II экспоненциальным возрастанием. При $x_v \leq Q_v/U_0$ в интервале температур, где $l_{vv} \sim x_v^{-1} << d_p$ (движение в вязком газе слабо взаимодействующих вакансионов),

коэффициент диффузии частицы $D_p^{qu}(T) \sim x_v D_{vv}^{qu}$ не зависит от температуры. Этот режим мог бы наблюдаться в экспериментах с пробными частицами большого диаметра.

III. Низкие температуры, $T << T_{tr}$, $l_v = L >> d_p$. Пробег вакансионов ограничен рассеянием на поверхности совершенного кристалла (L - характерный размер образца) или на статических дефектах в объеме менее совершенного образца. Коэффициент диффузии вакансионов определяется произведением $D_v^{qu} \sim V_v \cdot l_v$ и не зависит от температуры.

Коэффициент диффузии пробной частицы пропорционален концентрации вакансионов x_v и сечению неупругого рассеяния вакансиона на частице S_{vp} [10,24,25,34]

 $D_p^{qu} \approx b^2 \cdot x_v \cdot (kQ_v/h) \cdot (S_{vp}/a^2)$

Если сечение S_{vp} не зависит от температуры, то с понижением температуры величина D_p^{qu} экспоненциально убывает $D_p^{qu}(T) \sim x_v \sim exp(-E_v/T)$. Значения входящих в выражения (35-36) численных сомножителей $A^{qu} \ll 1$, т.к. в результате неупругого рассеяния набегающего вакансиона на частице центр тяжести пробной частицы перемещается на расстояние b $\sim a \cdot (a/d_p)^2 \ll a$.

Обратим внимание на рис. 70. Напомним, что минимум на кривой 2 соответствует переходу от обмена с вакансиями к собственному зонному движению примесонов HD. Уменьшение энергии активации диффузии отрицательных зарядов D₋(T) с охлаждением образца от 13.3К до 6К согласуется с предсказываемым в [90] уменьшением эффективной энергии активации вакансионной диффузии молекул E₀ вследствие перехода от термоактивированных перескоков с $E_0^{cl} = E_b + E_v = 200$ К к подбарьерному туннелированию вакансий с $E_0^{qu} = E_v = 100$ К.

Качественное описание поведения коэффициентов диффузии вакансий и пробных частиц в p-H₂ в области переходных температур 11K> T > 8K затруднено из-за необходимости учета перескоков вакансий и

молекул как на основной, так и на первый возбужденный уровень, расположенный внутри глубокой потенциальной ямы [90]. Ниже 8К вкладом перескоков на верхний уровень можно пренебречь. Полагая, что относительная концентрация тепловых вакансий на линии плавления твердого водорода $x_v(T_{melt}) \approx 3 \cdot 10^{-3}$ и падает с охлаждением как $x_v(T) \sim \exp(-100/T)$, а амплитуда вакансион-вакансионного взаимодействия U_0 сравнима с T_{melt} , т.е. $U_0 \sim 10$ К, из неравенства $x_v(8K) \leq Q_v/U_0$ легко оценить, что ширина зоны вакансионов в кристалле p-H₂ по порядку величины близка к $Q_v \sim 10^{-3}$ К.

Можно попытаться с помощью предложенной модели объяснить ⁴He. экспериментальные результаты, полученные на кристаллах выращенных при давлении Р=31 атм.. Можно считать установленным [10,24,25], что в кристаллах ГПУ ⁴Не, выращенных при давлениях выше давления затвердевания **(P** > 25атм), минимального диффузия положительных зарядов, как и диффузия атомов примеси ³Не вблизи T_{melt}, взаимодействием с контролируется ИХ тепловыми вакансиями. Температурные зависимости коэффициентов диффузии атомов ³He D₃(T) и положительных зарядов $D_{+}(T)$ в образцах близкого молярного объема $V_m \approx$ 20.7 см³/моль (давление затвердевания ~ 31 атм) показана на рис.75. Кривые 1,2 иллюстрируют влияние примесон-примесонного



взаимодействия на зависимость $D_3(T)$ при повышении концентрации примеси от 0.006 до 2% [11].

Рис.75. Диффузия зарядов и примесных атомов в ГПУ кристаллах ⁴Не молярным объемом V_m=20.7 см³/моль.

Кривые 1 и 2 – коэффициент диффузии атомов примеси ³He в ⁴He D₃(T), содержание примеси ³He x₃=0.006 и 2 % [11]. Кривая 3 – коэффициент диффузии положительных зарядов D₊(T). Ромбики - работа [101], кружки -измерения [100], крестики – коэффициент диффузии вакансий вблизи дислокаций, [102].

Темные кружки на зависимости 3 построены по данным измерений [100], ромбики описывают результаты наших собственных контрольных измерений $D_{+}(T)$ В ячейке несколько иной конструкции, предназначавшейся для работы с твердым водородом [101], а крестики – коэффициент диффузии вакансий вблизи дислокаций из работы [102] по возврату теплопроводности в пластически деформированных кристаллах ⁴He. Как в [100], так и в данных измерениях положение точки минимума и относительная высота максимума на кривой D₊(T) практически не изменялись с уменьшением приложенного электрического поля в ≈6 раз от 10⁴ до 1.5.10³ В/см. Следовательно, возникновение максимума нельзя объяснить изменением с понижением температуры до 0.9К механизма взаимодействия вакансионов с зарядами, дрейфующими В поле напряженностью 10^4 В/см, как это предлагали в работе [89].

Наблюдавшееся в разных образцах 1,5-4-х кратное возрастание коэффициента диффузии D₊ более естественно связать с изменением механизма диффузии вакансий. В согласии с рентгеновскими данными [36] в образцах ГПУ ⁴Не молярным объемом V_m ≈ 20.7 см³/моль концентрация тепловых вакансий на линии плавления (T_{melt} ≈ 1.8 K)

составляет $x_v(T_{melt}) = 3 \cdot 10^{-3}$ и падает в ~30 раз при охлаждении до 0.9К (зависимость x_v(T) для подобного образца описывается прямой 2 на рис.74). Если полагать, что ниже 0,9К преобладает вакансионвакансионное взаимодействие $D_{+}(T)$ И зависимость описывается выражением (36), справедливым при выполнении неравенства (32), то отсюда легко оценить, что отношение Q_v/U_0 заключено в пределах $10^ ^{5} < (Q_{v}/U_{0}) < 10^{-4}$, т.е. в образцах молярным объемом V_m ≈ 20.7 см³/моль ширина энергетической зоны вакансионов $Q_v \le 10^{-4}$ K на 4-5 порядков выше значений, используемых в [10,89], и близка к ширине зоны примесонов, Q_v ≤ Q₃.При оценке Q_v принято, что амплитуда вакансионвакансионнного взаимодействия U₀=1K, т.к. приводимые в литературе [10,103,104] значения лежат в пределах U₀=(2-0.1)K.

В поддержку оценки $Q_v \le Q_3$ следует отметить, что согласно [23,103] локальное изменение удельного объема (сжатие решетки) вокруг вакансии dV/V ~ 0.3-0.5 больше локального расширения решетки dV/V ~ 0.1-0.2 вокруг атома примеси ³He в ⁴He, т.е. поле смещений вокруг локализованной вакансии и амплитуда вакансион-вакансионного взаимодействия $U_0 \sim (dV/V)^2$ заметно превосходят поле смещений и энергию взаимодействия между примесными атомами. Напомним специально, что вакансия, как и примесный атом, – это дефект кристаллической решетки.

Значения $Q_v \ll 1$ К приводились в литературе и ранее [104]. По заключению авторов ЯМР исследований диффузии ³He в ⁴He [105] ширина энергетической зоны вакансионов в кристаллах ГПУ ⁴He не превосходит нескольких mK даже в образцах максимального молярного объема (и быстро падает с ростом давления затвердевания согласно [10]). Мы должны также отметить и работу [37] по исследованию взаимодействия волн первого и второго звука в кристаллах ⁴He, в которой для объяснения

результатов предполагается, что зона дефектонов (предположительно вакансионов) может иметь ширину более 0,1К.

Итак, предположение о том, что в квантовых ГПУ кристаллах ⁴Не и p-H₂, выращенных при давлениях выше минимального давления затвердевания жидкости, ширина зоны вакансионов $Q_v \ll T_{melt}$, позволяет не только объяснить причины возникновения особенностей в поведении коэффициентов диффузии пробных наночастиц, но и оценить значения Q_v в соответствующих образцах.

Заключение.

Таким образом, впервые выполнены систематические экспериментальные исследования движения инжектированных зарядов в твердом водороде. Разработан метод выращивания совершенных кристаллов параводорода. Изучено влияние ортопримеси на коэффициент диффузии зарядов в совершенных кристаллах параводорода. Исследовано движение зарядов в образцах твердого водорода и дейтерия, выращенных при разных давлениях. Показано, что в образцах параводорода коэффициент диффузии отрицательных зарядов близок, а коэффициент диффузии положительных зарядов значительно превосходит коэффициент диффузии вакансий. Можно полагать, что отрицательные заряды в твердом водороде движутся вследствие их взаимодействия с вакансиями. Экспериментально наблюдено уменьшение энергии активации диффузии отрицательных зарядов при понижении температуры кристалла параводорода ниже 8К, что связано с изменением механизма движения вакансий: от классического термоактивированного перескока к квантовому подбарьерному туннелированию. Предложена модель, описывающая диффузию зарядов в квантовом кристалле с узкой вакансионной зоной. Ширина зоны вакансионов в кристаллах р-Н₂ оцененная в рамках этой модели оказалась на уровне 10⁻⁴ от температуры плавления.

Основные результаты и выводы

работе выполнены экспериментальные исследования свойств В инжектированных зарядов в жидком и твердом водороде, а также статических и динамических свойств заряженной поверхности жидкого водорода. Проведена работа по созданию методик для работы с зарядами в совершенных кристаллах водорода, по наблюдению за заряженной поверхностью, по возбуждению и регистрации волн на поверхности жидкого водорода. Выполнены систематические исследования диффузии зарядов в твердом водороде. Впервые наблюдена и изучена реконструкция заряженной поверхности жидкого водорода В условиях полной экранировки электрического поля. Впервые получены надежные экспериментальные данные, подтверждающие выводы теории волновой турбулентности.

- Установлено, что в жидком водороде существуют три типа зарядов: положительно и отрицательно заряженные кластеры, состоящие из иона и слоя отвердевшего водорода вокруг него, а также электронные пузырьки. Радиус отрицательно заряженного электронного пузырька по оценкам составляет 10±2 ангстрем. Показано, что под поверхностью жидкого водорода можно создать слой зарядов, как положительных, так и отрицательных, и удерживать его длительное время.
- 2. Показано, что с ростом напряженности электрического поля, эквипотенциально заряженная поверхность тонкого слоя жидкого водорода переходит в новое реконструированное состояние в полях выше некоторого критического значения E_{c1} в случае полной экранировки электрического поля поверхностными зарядами. В поле выше критического значения на поверхности возникает холм, размеры которого меняются с ростом напряженности электрического поля.

3. Установлено, что переход заряженной плоской поверхности в новое реконструированное состояние является фазовым переход близким к фазовому переходу второго рода. В полях выше второго критического значения E_{c2} поверхность разряжается. Область существования новой фазы заключена между первым и вторым критическими полями.

В инверсной условиях геометрии, когда электрические И гравитационные сонаправлены, с ростом силы напряженности электрического поля фазовый переход на эквипотенциально заряженной поверхности капли, подвешенной на верхней обкладке конденсатора, не происходит. Значение первого критического электрического поля формально является мнимой величиной в соответствии с развитой теоретической моделью.

- 4. Создана методика возбуждения и регистрации колебаний на заряженной поверхности жидкого водорода. С ростом напряженности электрического поля спектр колебаний на поверхности тонкого слоя смягчается. Вблизи критического значения электрического поля E_{c1} спектр колебаний соответствует спектру капиллярных волн во всем диапазоны волновых векторов.
- Разработана методика обработки результатов и восстановления корреляционной функции по измерению мощности отраженного от колеблющейся поверхности лазерного луча.
- 6. Определено, что при возбуждении поверхности жидкого водорода на низкой частоте периодической внешней силой в силу нелинейности капиллярных волн на поверхности возникают высокочастотные

гармоники кратные частоте накачки. Наблюдены комбинационные частоты колебаний поверхности. Показано, что дискретный характер собственных частот колебаний поверхности в ячейке конечных размеров существенно влияет на распределение амплитуд колебаний по частоте на низких частотах.

- 7. Показано, что на поверхности жидкого водорода в системе капиллярных волн реализуется Колмогоровский спектр в частотном интервале от 100Гц до 10 кГц. Частотная зависимость парной корреляционной функции отклонений поверхности жидкого водорода от положения равновесия в режиме турбулентности хорошо описывается степенной функцией.
- 8. Показано, что величина показателя степени частотной зависимости корреляционной функции существенно определяется характером возбуждения поверхности на низких частотах: при возбуждении на одной частоте показатель степени равен –3.7±0.3, а при возбуждении на двух частотах или шумом в полосе –2.8±0.2.
- 9. Показано, что граничная частота верхнего края инерционного интервала, в котором наблюдается Колмогоровский спектр, возрастает по степенному закону с ростом амплитуды волны на частоте накачки. Значение граничной частоты определяется условием: характерное время нелинейного взаимодействия волн сравнивается по порядку величины со временем вязкостного затухания волны.
- Показано, что коэффициент диффузии положительных и отрицательных зарядов в кристаллах параводорода и дейтерия экспоненциально уменьшается с понижением температуры. Энергия активации движения

зарядов зависит от их знака, ортопарасостава кристалла и давления, при котором выращивали образец. В образцах, выращенных при малых давлениях, энергия активации отрицательных зарядов в водороде и положительных зарядов в дейтерии близка к энергии активации контролируется самодиффузии, то есть движение зарядов ИХ взаимодействием с вакансиями. В кристаллах параводорода ниже 8К энергия активации отрицательных зарядов уменьшается вдвое и сравнивается с энергией образования вакансий. Это свидетельствует в пользу предположения о том, что механизм диффузии вакансий (а не зарядов) с понижением температуры изменяется от классического термоактивированного к квантовому туннелированию.

Литература

- 1. В. Б. Шикин, Ю. П. Монарха, "Двумерные заряженные системы в гелии". Наука, Москва, 1989
- Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц "Электродинамика сплошных сред", Москва, Наука, 1982
- 3. P.Leiderer, W.Ebner and V.B.Shikin, Surface Sci., 113, 405 (1982)
- 4. P.Leiderer, Phys.Rev., 20, 4511 (1979)
- 5. В.Б.Шикин, P.Leiderer, ФНТ, **23**, 2 (1997)
- 6. В.Е.Захаров, ЖЭТФ, **51**, 688 (1966)
- 7. E.Henry, P.Alstrom and M.T.Levinsen, Euro.Phys.Lett, 52, 27 (2000)
- 8. W.Wright, R.Hiller and S.Putterman, J.Acoust.Soc.Am., 92, 2360 (1992).
- 9. M.Lommer, M.T. Levinsen, J.Fluorescence, 12, 45 (2002)
- 10.А.Ф. Андреев, УФН, 56, 2057 (1969)
- 11.В.А.Михеев, В.А.Майданов, Н.П.Михин, ФНТ, 9, 901 (1983)
- 12.D.Zhou, M.Rall, J.P.Brison, N.S.Sullivan, Phys.Rev., **B** 42, 1929 (1990)
- 13.H.A.Goldberg and R.A.Guyer, J.Low Temp.Phys., **28**, 449 (1977)
- 14.В.Б.Шикин, УФН, **121**, 457 (1977)
- 15.И.А.Гачечиладзе, К.О.Кешишев, А.И.Шальников, Письма в ЖЭТФ, 12, 231

(1970)

16. P.J.Le Comber, G.B.Wilson, R.J.Loveland, Solid State Comm., 18, 377 (1976)

17. А.И.Шальников, ЖЭТФ, 41, 1059 (1961)

18. «Криокристаллы», под редакцией Б.И. Веркина, А.Ф.Прихотько, Киев, Наукова Думка, 1983

19. Справочник "Свойства конденсированных фаз водорода и кислорода".

Киев, Наук. Думка, 1984

20. T.Miyakawa and D.L.Dexter, Phys.Rev. 184, 166 (1969)

21. R.A. Ferrel, Phys. Rev. 108, 167 (1937)

22.K.R. Atkins, Phys. Rev. 116, 1339 (1959)

- 23.А.Я.Паршин, С.В.Переверзев, ЖЭТФ, 101, 126 (1992)
- 24.В.Б. Шикин, ЖЭТФ, 5, 2053 (1971)
- 25.A.J.Dahm, Progress in Low Temp. Phys. Vol. 9, ed. D.F.Brewer, North-Holland, Amsterdam (1985)
- 26.L.Bryschi, B.Maraviglia, and F.E.Moss, Phys.Rev.Lett. 17, 682 (1966)
- 27.W.Schoepe and C.Probst, Phys.Lett.A. 31A, 490 (1970)
- 28.W.Schoepe and G.W.Rayfield, Phys.Rev.A. 7, 2111 (1973)
- 29.M.W.Cole, J.R.Klein, J. Low Temp. Phys. 36, 331 (1974)
- 30.А.И. Голов, Л.П.Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ, **56**, 527 (1992)
- 31.G.G.Grimes, G.A. Adams, Phys.Rev. B45, 2305 (1992)
- 32.А.Ф.Андреев, И.М.Лифшиц, ЖЭТФ, **56**, 2057 (1969)
- 33.В.Н.Григорьев, Б.Н.Есельсон, В.А.Михеев, Ю.Е.Есельсон, Письма в ЖЭТФ, 17, 25 (1973)
- 34.Ю.М.Каган, Л.А.Максимов, ЖЭТФ, **84,** 792 (1983)
- 35.R.A.Guyer, L.I.Zane, Phys.Rev. Lett. 37, 660 (1970)
- 36.B.A.Fraass, P.R.Granfors, R.A.Simmons, Phys.Rev. B, 39, 124 (1989)
- 37.J.M.Goodkind, Phys.Rev. B 89, 095301 (2002)
- 38.А.И.Голов, В.Б.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин, ЖЭТФ, **94,** 198 (1988).
- 39.О.А.Андреева, К.О.Кешишев, Д.И.Холин, Письма в ЖЭТФ, 65, (1997)

- 40.Н.Е.Дюмин, С.В.Сватко, В.Н.Григорьев, ФНТ, 15, 524 (1989)
- 41.Ю.З.Ковдря, ФНТ, **29,** 107 (2003)
- 42.M.Wanner, and P.Leiderer, Phys.Rev.Lett. 42, 315, (1979)
- 43.P.Leiderer, and M.Wanner, Phys.Rev.Lett. A73, 185 (1979)
- 44.В.И.Мельников, С.В.Мешков, ЖЭТФ, **81**, 951 (1981)
- 45.Л.П.Горьков, Д.М.Черникова, Письма в ЖЭТФ, 18, 68 (1973)
- 46.А.П.Володин, М.С.Хайкин, В.С.Эдельман, Письма в ЖЭТФ, 37, 8 (1977)
- 47.М.Д.Черникова, ФНТ, **2**, 1374 (1976)
- 48.В.Б.Шикин, Е.В.Лебедева, ФНТ, **24**, 299 (1998)
- 49.G.V. Kolmakov, E.V.Lebedeva, A.A.Levchenko, Mezhov-Deglin L.P., A.B.Trusov, and V.B.Shikin, submitted to Phys. Rev. E (2003)
- 50.P. Leiderer, Phys. Rev. **B 20**, 4511 (1979)
- 51.Proceedings of the Royal Society, Series A Mathematical and Physical Sciences, № 1456, Vol. 299 (1967)
- 52.С.Д.Данилов, Д.Гурарий, УФН, 170, 921 (2000)
- 53.В.С.Львов, "Нелинейные спиновые системы", М, Наука, 1987
- 54. V.Zakharov, V.L'vov, G.Fal'kovich, Kolmogorov Spectra of Turbulence, Vol. 1 "Wave Turbelence", Springer-Verlag, Berlin, 1992
- 55. В.Е.Захаров, Н.Н.Филоненко, Ж. Прикл. Мех. Техн. Физ. 5, 62 (1967)
- 56. A.N.Pushkarev and V.E.Zakharov, Phys.Rev.Lett. 76, 3320 (1996)
- 57. A.N.Pushkarev and V.E.Zakharov, Physica D, 135, 98 (2000)
- 58. Г.Е.Фалькович, А.Б.Шафаренко, ЖЭТФ, **94**, 172 (1988)
- 59. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Гидродинамика, Москва, Наука, 1988, стр. 345
- 60. A.A.Levchenko, L.P.Mezhov-Deglin, J.Low Temp.Phys. 89, 457 (1992)
- 61. C.D.Lin, in R.Bates, B.Bederson, Adv. At. Mol. Phys. 22, 77 (1988)
- 62. P.B.Lerner, I.M.Sokolov, J. Low Temp. Phys. 95, 683 (1994)
- 63. J.Poitrenaud, F.J.B.Williams, Phys. Rev. Lett. 29, 1230 (1972)
- 64. В.Б.Шикин, ЖЭТФ, 58, 1748 (1970)
- 65. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ, **60**, 452-456 (1994)

- 66. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, ФНТ, **22**, 46, (1996)
- 67. F.P.Boule, A.J.Dahm, J. Low Temp. Phys. 23, 477 (1976)
- 68. А.А.Левченко, Е.Теске, Г.В.Колмаков, П.Лейдерер, Л.П.Межов-Деглин,
- В.Б.Шикин, Письма в ЖЭТФ, **65**, 547-552 (1997)
- 69. А.А.Левченко, Г.В.Колмаков, Л.П.Межов-Деглин, М.Г.Михайлов,
- А.Б.Трусов, ФНТ, **25**, 333-342 (1999)
- 70. G.V.Kolmakov, A.A.Levchenko, L.P.Mezhov-Deglin, and A.B.Trusov,
- J.Low.Temp.Phys. **111**, 589-595 (1998)
- 71. Г.В.Колмаков, Е.В.Лебедева, ЖЭТФ, **115**, 43 (1999)
- 72. J.J.Niemela, J.Low Temp.Phys. **109**, 709 (1997)
- 73. A.A.Levchenko, G.V.Kolmakov , L.P.Mezhov-Deglin, M.G.Mikhailov,A.B.Trusov, J Low Temp. Phys. 119, 343 (2000)
- 74. М.Ю. Бражников, А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, ПТЭ, 6, 31 (2002)
- 75. М.Ю. Бражников, Г.В.Колмаков, А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, ФНТ, **27**, 1183 (2001)
- 76. М.Ю. Бражников, Г.В.Колмаков, А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ, **73**, 443 (2001)
- 77. М.Ю. Бражников, Г.В.Колмаков, А.А.Левченко, ЖЭТФ, 22, 521 (2002)

78. М.Ю. Бражников, Г.В.Колмаков, А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ, **74**, 660 (2002)

- 79. M.Yu.Brazhnikov, G.V.Kolmakov, A.A.Levchenko, L.P.Mezhov-Deglin,
- Euro.Phys.Lett. 58, 510 (2002)
- 80. R.W.H.Webeler, J. Chem, Phys, 64, 2253 (1976)
- 81. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, ПТЭ, 2, 220-221 (1991)
- 82. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, ФНТ, 15, 765-767 (1989)
- 83. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, ЖЭТФ, **98**, 349 (1990)
- 84. J.F.Jarvis, H.Meyer, D.Ramm, Phys.Rev. B. 178, 1461 (1969)
- 85. F.Schmidt, Phys.Rev. **B** 10, 4480 (1974)

86. В.Б.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин, ФНТ, 8, 466 (1982)

87. А.В.Гуденко, В.Л.Цымбаленко, ЖЭТФ, **76**, 1399 (1979)

88. F.Weinhaus, H.Meyer, Phys.Rev.**B** 7, 2974 (1973)

89. А.Ф.Андреев, А.Д.Савищев, ЖЭТФ, **96**, 1109 (1989)

90. C.Ebner, C.C.Sung, Phys.Rev. **B** 5, 2625 (1972)

91. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, ФНТ, 17, 437 (1991)

92. В.Б.Шикин, ЖЭТФ, **73**, 1925 (1977)

93. A.Many and Rakavy, Phys.Rev. 126, 1980 (1962)

94. К.Као, В.Хуанг, Перенос электронов в твердых телах, Мир, Москва (1984)

95. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, ФНТ, **18**, 1281 (1992)

96. В.Б.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин, ФНТ, 8, 466 (1982)

97. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, И.Е.Штинов, Письма в ЖЭТФ, **54**, 238 (1991)

98. А.М.Косевич, Физическая механика реальных кристаллов, Киев "Наукова Думка" 1981.

99. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, А.Б.Трусов, принята в печать, ФНТ (2003)

100. А.И.Голов, В.Б.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин, ЖЭТФ, **94,** 198 (1988)

101. L.P.Mezhov-Deglin, A.A.Levchenko, and A.B.Trusov, J.Low.Temp.Phys.111, 545 (1998)

102. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Труды V – международной конференция «Свойства и структура дислокаций в полупроводниках», Звенигород, 147, 1986.

103. С.Е.Кальной, М.А.Стржемечный, ФНТ, **8**, 1025 (1982).

104. H.A.Goldberg, R.A.Guer, J. Low Temp. Phys. 28, 449 (1977).

105. I.S.Schuster, E.Polturak et al, J.Low Temp. Phys. 103, 159 (1996)

Список основных работ по теме диссертации.

1. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Водородный газификаторконвертор, ПТЭ, 2, 220-221 (1991)

2. A.A.Levchenko, L.P.Mezhov-Deglin, Negative charges in liquid hydrogen and deuterium, J.Low Temp.Phys. **89**, 457-463 (1992)

 А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Прохождение отрицательных зарядов через границу раздела жидкость-пар в водороде, Письма в ЖЭТФ,
 60, 452-456 (1994)

4. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Вырывание зарядов из-под поверхности жидкого водорода, ФНТ, **22**, 46-51 (1996)

5. А.А.Левченко, Е.Теске, Г.В.Колмаков, П.Лейдерер, Л.П.Межов-Деглин, В.Б.Шикин, Стационарный солитон на заряженной поверхности жидких пленок гелия и водорода, Письма в ЖЭТФ, **65**, 547-552 (1997)

6. G.V.Kolmakov, A.A.Levchenko, L.P.Mezhov-Deglin, and A.B.Trusov, Reconstruction of charged hydrogen surface, J.Low.Temp.Phys. **111**, 589-595 (1998)

 А.А.Левченко, Г.В.Колмаков, Л.П.Межов-Деглин, М.Г.Михайлов,
 А.Б.Трусов, Статические явления на заряженной поверхности жидкого водород ФНТ, 25, 333-342 (1999)

A.A. Levchenko, G.V. Kolmakov, L.P. Mezhov-Deglin , M.G. Mikhailov ,
 A.B. Trusov, Charged surface of liquid hydrogen at near zero gravitation, J Low
 Temp. Phys. **119**, 343-350 (2000)

9. М.Ю. Бражников, Г.В.Колмаков, А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Линейные и нелинейные волны на заряженной поверхности жидкого водорода, ФНТ, **27**, 1183-1191 (2001) 10. М.Ю. Бражников, Г.В.Колмаков, А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Капиллярная турбулентности на поверхности жидкого водорода, Письма в ЖЭТФ, **73**, 443-446, (2001)

11. М.Ю. Бражников, А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Методика наблюдения и обработки результатов, ПТЭ, **6**, 31-37 (2002)

12. M.Yu.Brazhnikov, G.V.Kolmakov, A.A.Levchenko, L.P.Mezhov-Deglin, Observation of capillary turbulence on the water surface in a wide range of frequencies, Euro.Phys.Lett. **58**, 510-516 (2002)

13. М.Ю. Бражников, Г.В.Колмаков, А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Измерение граничной частоты инерционного интервала турбулентности капиллярных волн на поверхности жидкого водорода, Письма в ЖЭТФ, **74**, 660-663 (2001)

14. М.Ю. Бражников, Г.В.Колмаков, А.А.Левченко, Турбулентность капиллярных волн на поверхности жидкого водорода, ЖЭТФ, **22**, 521-532 (2002)

15. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Движение зарядов в твердом водороде, Письма в ЖЭТФ, **48**, 401-404 (1988)

16. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Влияние ортопримеси на скорость движения заряда в твердом параводороде, ФНТ, **15**, 765-767 (1989)

17. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Подвижность зарядов в твердом параводороде вдоль линии плавления, ФНТ, **15**, 1218-1220 (1989)

18. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Движение зарядов в образцах твердого водорода переменного орто-парасостава, ФНТ, **17**, 437-443 (1991)

19. А.Б.Трусов, Л.П.Межов-Деглин, А.А.Левченко, Движение зарядов в твердом дейтерии, Письма в ЖЭТФ, **63**, 363-366 (1996)

20. А.А.Левченко, Захват инжектированных зарядов в образцах твердого параводорода, ФНТ, **18**, 1281-1283 (1992)

21. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, Движение инжектированных зарядов в твердом параводороде, ЖЭТФ, **98**, 349-358 (1990)

22. А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин, И.Е.Штинов, Движение отрицатель-ных зарядов и вакансий в параводороде, Письма в ЖЭТФ, **54**, 238-240 (1991)

23. L.P.Mezhov-Deglin, A.A.Levchenko, and A.B.Trusov, Vacancy assisted motion of charges in quantum crystals, J.Low.Temp.Phys. **111**, 545-554 (1998)

- 1. Впервые выполнены исследования движения инжектированных зарядов в объеме жидкого водорода и дейтерия при разных давлениях. Исследовано прохождение зарядов через границу раздела жидкость-пар.
- 2. Впервые выполнены систематические экспериментальные исследования по изучению движения инжектированных зарядов в твердом водороде. Разработан метод выращивания совершенных кристаллов параводорода. Изучено влияние ортопримеси на коэффициент диффузии зарядов. Исследовано движение зарядов в образцах твердого водорода и дейтерия, выращенных при разных давлениях.
- 3. Впервые выполнены исследования явления реконструкции заряженной поверхности жидкого водорода в условиях полной экранировки зарядов на поверхности приложенным перпендикулярно электрическим полем. Изучен переход заряженной поверхности из плоского в новое реконструированное состояние с ростом напряженности перпендикулярного электрического поля.
- 4. Разработана методика возбуждения и регистрации поверхностных колебаний заряженной поверхности жидкого водорода. Впервые измерен спектр колебаний заряженной поверхности тонкой пленки жидкости.
- 5. Впервые исследовано турбулентность капиллярных волн на поверхности жидкого водорода при различных режимах возбуждения поверхностных колебаний и измерена граничная частота верхнего края инерционного интервала. Определена частотная зависимость парной корреляционной функции для отклонений поверхности от плоского состояния в широком интервале частот.
- 1. В жидком водороде существуют три типа зарядов: положительно и отрицательно заряженные кластеры, состоящие из иона и слоя отвердевшего водорода, а также электронные пузырьки. Радиус отрицательно заряженного электронного пузырька по оценкам составляет 10±2 ангстремов.
- 2. Коэффициент диффузии положительных и отрицательный зарядов в твердом параводороде и ортодейтерии экспоненциально уменьшается с понижением температуры от 14К до 10К для водорода и от 18,7К до 15К для дейтерия. Энергия активации движения зарядов зависит от их знака, ортопарасостава кристалла и давления выращивания. В образцах выращенных при малых давлениях энергия активации отрицательных зарядов в водороде и положительных зарядов в дейтерии близка к энергии активации самодиффузии, то есть движение зарядов контролируется их взаимодействием с вакансиями.

- 3. Коэффициент диффузии отрицательных зарядов монотонно уменьшается с понижением температуры. При T>10К величина коэффициента диффузии и его энергия активации близка к величине коэффициента самодиффузии и его энергия активации. Ниже 8К энергия активации уменьшается вдвое и сравнивается с энергией образования вакансий. Это свидетельствует в пользу предположения, что механизм диффузии вакансий (а не зарядов) с понижением температуры изменяется от классического термоактивированного к квантовому туннелированию.
- 4. Температурные зависимости коэффициентов диффузии отрицательных диффузии отрицательных зарядов в параводороде и положительных зарядов в ГПУ ⁴Не можно объяснить с единой точки зрения, предположив, что их движение контролируется вакансиями. При высоких температурах экспоненциальный рост коэффициента диффузии зарядов обусловлен увеличением числа вакансий и термоактивированным механизмом их движения. При низких температурах вакансии делокализованы и энергия активации диффузии зарядов совпадает с энергией образования вакансий. В переходной области температур происходит делокализация вакансий, что приводит к быстрому росту коэффициента диффузии вакансий.
- 5. С ростом напряженности электрического поля эквипотенциально заряженная поверхность тонкого слоя жидкого водорода переходит в новое реконструированное состояние в полях выше некоторого критического значения в случае полной экранировки электрического поля поверхностными зарядами. В поле выше критического значения на поверхности возникает холм, размеры которого меняются с ростом напряженности.
- 6. Переход заряженной поверхности в новое реконструированное состояние является фазовым переход близким к фазовому переходу второго рода. В полях выше второго критического поля поверхность разряжается. Область существования новой фазы ограничена первым и вторым электрическим полем.
- 7. Амплитуда профиля эквипотенциальной поверхности капли, подвешенной на верхней обкладке конденсатора, плавно изменяется с ростом проложенного напряжения. Значение первого критического электрического поля формально является мнимой величиной. Можно считать, что поверхность находиться в реконструированном состоянии даже при нулевой разности потенциалов между обкладками конденсатора.
- 8. Создана методика возбуждения и регистрации колебаний на заряженной поверхности жидкого водорода. С ростом напряженности электрического поля спектр колебаний на поверхности тонкой пленки смягчается. Вблизи критического значения электрического поля спектр колебаний соответствует спектру капиллярных волн во всем диапазоны волновых векторов..
- 9. Разработана методика обработки результатов и восстановления корреляционной функции по измерению мощности отраженного от колеблющейся поверхности лазерного луча.
- 10. При возбуждении поверхности жидкого водорода на низкой частоте одиночной волной или двумя волнами в силу нелинейности на поверхности возникают

высокочастотные гармоники кратные частоте накачки, а также комбинационные волны. Устанавливается поток энергии в сторону высоких частот, то есть возникает турбулентное состояние в системе капиллярных волн.

- 11. На поверхности жидкого водорода в системе капиллярных волн реализуется Колмогоровский спектр в частотном интервале от 100Гц до 10 кГц. Парная корреляционная функция отклонений поверхности жидкого водорода от положения равновесии в режиме турбулентности хорошо описывается степенной зависимостью частоты.
- 12. Величина показателя степени частотной зависимости корреляционной функции определяется характером возбуждения поверхности на низких частотах: при возбуждении на одной частоте показатель степени равен -3,7, а при возбуждении на двух частотах или шумом в полосе -2.8.
- 13. Граничная частота верхнего края инерционного интервала, в котором наблюдается Колмогоровский спектр, возрастает по степенному закону с ростом амплитуды волны на частоте накачки. Значение граничной частоты определяется условием: характерное время нелинейного взаимодействия волн сравнивается по порядку величины с временем вязкостного затухания волны.