

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ — ОТКРЫТИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ

В.К.Игнатович

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дается обзор развития физики ультрахолодных нейтронов (УХН), начиная с первых экспериментальных исследований. Подробно описываются проблемы, которыми автору приходилось заниматься непосредственно под руководством Федора Львовича Шапиро, то, как выкристаллизовывалось решение этих проблем и как неожиданно обнаружилась их связь с задачами из совершенно других областей физики. Коротко рассказывается о главной, не решенной до сих пор, проблеме УХН — аномальных потерях в стенках и об одной попытке найти ей объяснение. Приводятся результаты измерения времени жизни нейтрона и поисков электрического дипольного момента. Отмечаются некоторые направления исследований с УХН, как академического, так и прикладного характера, и рассматриваются возможности увеличения интенсивности источников УХН.

A review of progress in physics of ultracold neutrons (UCN), beginning with the first experiments till our days is given. The problems, the author was busy with from the very start of UCN investigations under direct heading by Fyodor Lvovich Shapiro, are described. It is shown how the solution of these problems became clear and their interrelation to other problems of physics was discovered. The main problem of UCN, i.e. their anomalously high losses in bottles, which is unsolved till now, and one of the attempts to explain it are shortly presented. The results of neutron lifetime measurement and of the neutron electric dipole moment (EDM) search are reported. Some directions of applied and pure fundamental research are pointed and the perspectives of increase of UCN sources are discussed.

1. ЛИРИЧЕСКОЕ ПРЕДИСЛОВИЕ

Мое знакомство с Федором Львовичем состоялось в связи не с ультрахолодными нейтронами, а с работой по квантовой электродинамике, которую, будучи стажером в Лаборатории теоретической физики, я выполнял вместе с В.Пашкевичем под руководством Д.И.Блохинцева. Задача относилась к определению минимальной величины заряда атомного ядра, при котором атом теряет стабильность. Я не помню уже подробностей, но

помню, что эта задача доставила мне много мучений с выписыванием сложных уравнений, поиском приемлемых приближений и подходящих решений. Не помню я также, как мы с Виталием Пашкевичем оказались в кабинете у Федора Львовича и почему мы обратились именно к нему, но хорошо помню, как мы с помощью формул объясняли ему наши результаты, а он вдруг сразу все понял и сам объяснил нам, что мы сделали. Результат был не очень интересным, а после его объяснений даже очевидным. Стало ясно, что ни к чему было разводить столь могущественную математическую кухню, и я, по-видимому, выглядел подавленным и обескураженным, потому что Федор Львович вдруг сказал, что вообще-то все это можно и опубликовать. Я ответил, что меня это не волнует, и, кажется, расположил его в свою пользу.

Я любил посещать семинары в «нейтронке», часто сидел ничего не понимая, но досиживал до конца, потому что Федор Львович всегда в доступной форме коротко пояснял основные результаты. И я чувствовал себя обогащенным.

Однажды Федор Львович даже дал мне задание. Он посадил меня в комнату, положил передо мной «Квантовую механику» Ландау, попросил доказать одно из утверждений, высказанных им (Шаширо) в связи с результатами эксперимента по поляризации нейтронов при пропускании через поляризованную мишень, и ушел. Я не помню сейчас эту задачу, но помню, что примерно через час или два убедился в неверности утверждения Федора Львовича и сумел ему это доказать.

Это склонило его в мою пользу и, когда кончался срок моей стажировки в ЛТФ, он предложил мне перейти в Лабораторию нейтронной физики. Я только потом осознал всю меру своего идиотизма, но в то время на его предложение я ответил, что мне бы хотелось остаться в ЛТФ и одновременно сотрудничать с «нейтронкой». Тогда мне представлялось, что быть сотрудником ЛТФ и заниматься элементарными частицами и теорией поля чрезвычайно престижно, и очень не хотелось терять ощущение элитарности.

Федор Львович переговорил с Д.И.Блохинцевым, с которым отношения у меня не очень сложились, и тот, сказав, что у меня ветер в голове, все же согласился продлить стажировку еще на год. Этого года было достаточно, чтобы понять, какую глупость я сморозил. Мое сотрудничество с «нейтронкой», правда, становилось все более тесным, я напрямую стал выполнять расчеты для предложенного мной эксперимента по определению электрического дипольного момента электрона, но расчеты шли так мучительно медленно, моя квалификация была столь низкой, что я, казалось, полностью потерял авторитет в глазах Федора Львовича. Поэтому я с большой тревогой ожидал его решения, когда отважился сказать ему об окончании очередного срока стажировки и о моем глубоком сожалении, что я сразу не воспользовался его приглашением. «Ну что же, Володя, — сказал он, — переходите

к нам». И для меня это стало величайшим событием в жизни. Я перешел в ЛНФ, и мои отношения с Федором Львовичем были настолько тесными, что я ощущал себя придворным теоретиком. Я всегда мог прийти к нему домой, мы иногда ходили с ним вместе в кафе или кинозал Дома ученых. Я мог занять у него денег, и однажды, когда пришла пора отдавать, он сказал: «Оставьте себе, Володя. Распределение доходов настолько неадекватно, что не стоит об этом и говорить». Мне до сих пор стыдно, что вместо удовольствия я доставил ему неприятность, проявив гонор и отказавшись от подобных снисхождений. Я рос без отца в жуткое сталинское время, и знакомство с Федором Львовичем было для меня большой удачей. Дни общения с ним были одними из лучших в моей жизни, а его смерть стала настоящей утратой.

Чувствовать себя придворным теоретиком, с одной стороны, было прекрасно, а с другой — я настолько стал зависимым от его внимания и одобрения (не осознавая этого), что часто терял уверенность, если не мог получить нужные ему результаты.

2. НАЧАЛО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ С УХН

Тут самый раз перейти к истории начала экспериментальных исследований ультрахолодных нейтронов¹. Собственно, я не участвовал в их открытии, честь которого принадлежит, кроме Ф.Л.Шапиро, также В.И.Луцикову, Ю.Н.Покотиловскому и А.В.Стрелкову [1].

2.1. Нейтроны между кристаллами. Мне Федор Львович еще до эксперимента, успех которого представлялся довольно сомнительным в связи с малым ожидаемым числом УХН², дал задание посмотреть, как долго можно удерживать тепловую нейтрон³ между идеальными кристаллами⁴.

Предполагалось установить два монокристалла друг против друга или четыре монокристалла в углах прямоугольной области так, чтобы нейтрон,

¹Для тех, кто не часто встречался с ними, напомним, что ультрахолодными называются нейтроны с энергией порядка 10^{-7} эВ. Они могут полностью отражаться от большинства веществ при любых углах падения, и потому их можно хранить в герметически закрытых сосудах.

²Полезно процитировать в связи с этим известную книгу И.И.Гуревича и А.В.Тарасова [2], где написано буквально следующее: если бы даже удалось выделить УХН из максвелловского спектра, «интенсивность пучка таких нейтронов окажется столь малой, что вряд ли позволит использовать их в эксперименте».

³Нейтрон с энергией $\approx 2,5 \cdot 10^{-2}$ эВ.

⁴Этот вопрос заинтересовал его в связи с намерением поставить эксперимент по поиску электрического дипольного момента (ЭДМ). Если у нейтрона есть ЭДМ \mathbf{d} , то у него должно возникать взаимодействие с внешним электрическим полем \mathbf{E} : $U = \mathbf{dE}$, и чем больше время t находится нейтрон в поле, тем меньшую величину $|\mathbf{d}|$ можно обнаружить за один цикл измерений.

множественно испытывая брэгговское отражение, перелетал от одного кристалла к другому, накручивая длинную траекторию внутри ограниченной области пространства. Федор Львович хотел, чтобы я решил этот вопрос к юбилейной конференции, посвященной десятилетию ИБРА.

Я занялся этой задачей и после долгих раздумий и расчетов пришел к уверенному для меня результату только к моменту, когда конференция была в полном разгаре. Федор Львович собрал в оргкомитете небольшой коллектив физиков, среди которых я помню Ю.Г.Абова, и велел мне держать речь. Я слегка смутился и сказал, что не знаю с чего начать. «Начинайте с конца», — посоветовал Федор Львович, и это очень помогло мне коротко и, как мне кажется, ясно изложить довольно пессимистический результат. Суть его состояла в том, что пучок линейно со временем расширяется перпендикулярно плоскости траектории, накручиваемой между кристаллами. Чтобы уменьшить это расширение, необходимо сильно заколлимировать пучок. Но тогда число нейтронов в нем катастрофически падает до уровня, который эквивалентен числу УХН.

Сегодня я вижу, что можно было бы слегка уменьшить потери, связанные с расширением, если применить изогнутые фокусирующие кристаллы, но в те времена вопрос об отражении от таких кристаллов в литературе еще не обсуждался, и эта идея мне в голову не пришла.

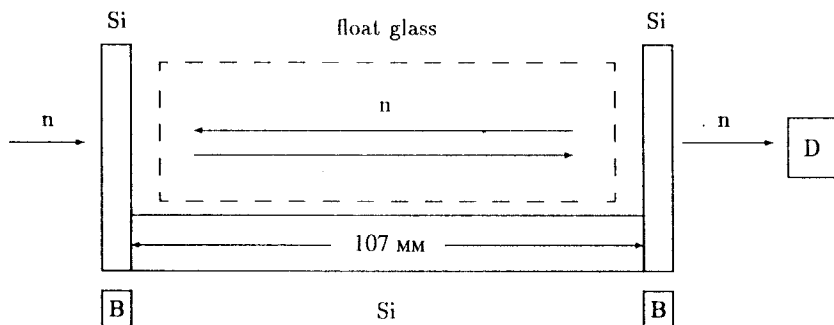
Федор Львович отказался от мысли использовать подобную систему удержания нейтронов и обратился к УХН. Нужно сказать, что через 22 года эта идея все же была реализована [3, 4].

Схема эксперимента показана на рисунке. Для борьбы с расширением пучок нейтронов ограничивался стенками стеклянного нейтронвода. Но для того, чтобы стеклянный нейтронвод полностью отражал нейтроны, их скорость, перпендикулярная стенкам, должна быть меньше граничной скорости⁵ стенок. Эти условия определяют полную долю Φ нейтронного потока, которую можно удерживать таким образом. Если первичный спектр максвелловский, то доля удерживаемых нейтронов мало отличается от доли УХН в этом спектре.

Действительно, спектральная плотность потока нейтронов, вылетающих с поверхности замедлителя в направлении, например, оси z представляется максвелловским выражением:

$$d\Phi = 2v_z d^3v \frac{\Phi_0}{\pi v_T^4} \exp(-v^2/v_N^2) \equiv d v_z^2 d^2v_{\perp} \rho \exp(-v^2/v_T^2), \quad (1)$$

⁵Граничная скорость v_l определяется как $v_l = \sqrt{2mU}$, где U — потенциал стенок, а m — масса нейтрона. Для стекла она составляет 4,26 м/с [5,6].



Нейтроны со скоростью 650,8 м/с пропускались между двумя Si кристаллическими пластинками, расположенными на расстоянии 107 мм друг от друга, которые вместе с базой между ними вырезались из единого монолита. Для того чтобы пучок, расширяясь, не выходил за пределы системы (размеры концевых кристаллов были 52×30×3,9 мм), между кристаллами располагался кусок нейтронотода с идеально ровными стеклянными стенками. Впуск нейтронов в систему и выпуск из нее осуществлялся с помощью кратковременного (1,2 мс) включения магнитного поля величиной 1,25 Тл около одного из кристаллов. Эксперименты проводились [3,4] на мощном импульсном протонном источнике нейтронов в Лаборатории Резерфорда — Эпплтона (Англия). Длительность вспышки источника составляла 120 мкс. Нейтроны с указанной выше скоростью образовывали облачко размером 10 см, и их время пролета между кристаллами составляло 1,7 мс. За одно наполнение между кристаллами накапливается около 0,5 нейтрона. Полное число нейтронов, сосчитанное после 12 отражений от кристаллов (6 пролетов туда и обратно, время экспозиции $t_{\text{exp}} = 20,2$ мс), составило 438 нейтронов на 1000 наполнений, после 96 отражений ($t_{\text{exp}} = 161,9$ мс) — 154 нейтрона, а после 156 отражений ($t_{\text{exp}} = 263,1$ мс) ≈ 80 нейтронов. Средний коэффициент отражения от монокристалла оказался равным 0,9978

где Φ_0 — полная плотность потока тепловых нейтронов, ρ — дифференциальная плотность потока, $\rho = \Phi_0 / (\pi v_T^4)$, постоянная во всем интервале скоростей, $v_T = \sqrt{2mk_B T}$ — тепловая скорость нейтрона при температуре T , v_z — компонента скорости вдоль выбранной оси z , а v_{\perp} — компоненты скорости, перпендикулярные оси z . Дифференциал $d v_z^2 d^2 v_{\perp}$ определяет интервал скоростей удерживаемых нейтронов. Для УХН, для которых

$v < v_l \ll v_T$, этот интервал равен v_l^4 , и плотность потока удерживаемых нейтронов составляет $\int d\Phi = \rho v_l^4$.

В эксперименте [3, 4] интервал $d v_z^2$ определяется шириной дарвиновского столика⁶ и составляет $2v_l^2$. Поскольку в перпендикулярном направлении к кристаллам нейтроны удерживаются за счет полного отражения от стенок нейтронотода, то $d^2 v_{\perp}$ тоже можно положить равным v_l^2 .

Таким образом, число нейтронов, удерживаемых за счет брэгговского отражения между кристаллами, может превосходить долю УХН на величину, определяемую множителем

$$2 \exp(-v_B^2/v_T^2) < 2,$$

и для экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона выигрыш этот отнюдь не компенсирует проигрыш по времени удержания. Это показывает справедливость полученных мною в то время выводов. Правда, сам по себе эксперимент очень красив и открывает много возможностей для фундаментальных исследований [4].

Кстати, о механических генераторах УХН: предыдущие рассуждения относительно спектрального объема удерживаемых кристаллом нейтронов приложимы также и к механическим генераторам УХН. В механических генераторах пучок нейтронов со скоростью v направляется на зеркало, убегающее со скоростью u . Отраженные от зеркала нейтроны имеют скорость $v' = v - 2u$. Если $|v'| < v_l$, отраженные нейтроны оказываются ультрахолодными. Долгое время бытовало мнение, что таким путем можно получить значительно больше УХН, чем в максвелловском спектре. И аргумент состоял в том, что поток нейтронов пропорционален $v\Delta v$ и потому при фиксированном интервале отражения Δv поток тем больше, чем больше v . Поскольку при зеркальном отражении нейтроны не теряются, то все нейтроны из более быстрого потока превращаются в УХН. В результате плотность УХН⁷ оказывается как бы в v/v_l раз больше, чем при прямом извлечении УХН из максвелловского спектра.

⁶Брэгговское отражение является полным в интервале скоростей $v_B \leq v_{\perp} \leq v_B + \Delta$, где v_B — брэгговская скорость, а Δ определяет ширину интервала полного отражения и называется дарвиновским столиком, поскольку была впервые вычислена Дарвином. Для каждого вещества Δ оказывается равной v_l^2/v_B , где v_l — граничная скорость для УХН.

⁷Предполагалось, что $\Delta v = v_l$.

На самом деле выигрыша нет, потому что отражается не фиксированный интервал скоростей Δv , а фиксированный интервал энергий

$$\Delta E \propto \Delta v^2 = 2v\Delta v = v_l^2,$$

и чем выше скорость v , тем меньше интервал $\Delta v = v_l^2/2v$.

Конечно, это не означает, что механические генераторы бесполезны. Они могут обладать технологическими преимуществами по сравнению с конверторами⁸, если в распоряжении экспериментатора имеется только заданный выведенный пучок, или слишком велики потери при транспортировке УХН от конвертора по длинному нейтроноводу. Кстати, одним из наиболее интенсивных источников УХН в настоящее время является именно механический генератор — установленная в Гренобле турбина Штайерла [7].

Магнитные заслонки. Интересна также система впуска и выпуска нейтронов в экспериментах [3, 4]. Она работает следующим образом. Поскольку нейтроны имеют магнитный момент μ , то они взаимодействуют с магнитным полем B : $U = \pm \mu B$, в результате чего нейтроны с одной проекцией спина, попадая в магнитное поле, ускоряются, а с другой — замедляются и теряют способность полностью отражаться от кристаллов, потому что их скорость выходит за пределы дарвиновского столика ($v_B, v_B + v_l^2/v_B$).

Этот метод предлагался ранее для импульсного накопления УХН [8], например, при бериллиевом конверторе. Если во время вспышки реактора на Ве конвертор наложить импульс магнитного поля, то полная энергия взаимодействия в конверторе для одного из направлений спина сильно уменьшается (подобно уровню воды в шлюзе), и нейтроны, выходя из конвертора, не ускоряются. После же импульса магнитное поле убирается, и потенциальный барьер Ве восстанавливается, препятствуя утечке УХН обратно через конвертор. Трудность состоит в том, что для УХН поле должно быть полностью сосредоточено только внутри вещества Ве (как изменение уровня воды в шлюзе должно быть только между воротами). В эксперименте же [4] это совершенно необязательно.

2.2. Первый эксперимент с УХН. О самом открытии УХН (у нас было престижно использовать слово «открытие» вместо слова «наблюдение») лучше всего мог бы рассказать А.В.Стрелков, который был непосредственным участником и помнит буквально все. Я только знаю с его слов, что сначала была сделана попытка зарегистрировать УХН непосредственно в реакторном зале. Расчет строился на том, чтобы наблюдать нейтроны с не-

⁸Внутри закрытого объема, куда УХН снаружи проникнуть не могут, устанавливается для генерации УХН дополнительный замедлитель, называемый конвертором. Подробнее о нем речь пойдет далее.

которой временной задержкой после вспышки реактора. Но фон в реакторном зале был настолько велик, что выделить сигнал, идущий непосредственно от УХН, оказалось совершенно невозможно. Поэтому было решено соорудить длинный изогнутый медный нейтронотвод (труба длиной 10,5 м и диаметром 96 мм), по которому УХН отводились от замедлителя в экспериментальный зал, фильтровались от прямого пучка быстрых нейтронов и гамма-квантов и регистрировались двумя сцинтилляционными детекторами, попеременно закрываемыми отражающей медной шторкой [1]. Средняя скорость счета УХН⁹ в первом эксперименте, где реактор давал один импульс через каждые 5 с при средней мощности 6 кВт, составляла всего-навсего 1 нейтрон за 200 с, но фон был еще ниже: 0,001 н/с, и этой интенсивности было достаточно, чтобы получить представления о свойствах УХН и выполнить с ними некоторые эксперименты, например, эксперименты по изучению пропускания нейтронотвода при заполнении нейтронотвода гелием. Но об этом чуть-чуть позже.

2.3. Драматический момент. Правда, первая попытка наблюдения УХН была неудачной по чисто технической причине. В нейтронотводе, хоть он и был герметически закрыт с обоих концов, никак не удавалось добиться хорошего вакуума. При плохом же вакууме УХН нагревались от соударения с молекулами газа и не могли достичь детекторов. Возникал вопрос: почему насосы не могут выкачать газ? Причин могло быть две: одна — очень простая — это течь, через которую в нейтронотвод проходит атмосферный воздух. Другая — более серьезная — связана с возможным радиационным разложением самого источника УХН. Дело в том, что снаружи в трубу УХН не могут проникнуть по той же причине, по какой они не могут выйти из нее, поэтому в нейтронотвод необходимо поместить дополнительное вещество, в котором более быстрые нейтроны, свободно проникающие сквозь стенки, могут, неупруго рассеиваясь, терять энергию и превращаться в УХН. Такое вещество является источником УХН и называется конвертором.

В первом эксперименте роль конвертора играл толстый кусок полиэтилена¹⁰, который находился в конце нейтронотвода, расположенном ближе к реактору, и возникало подозрение, что реакторное излучение выбивает из полиэтилена протоны. В этом случае внутри нейтронотвода накапливается водород, и добиться вакуума принципиально невозможно, не изменив конструкции конвертора.

События развивались прямо-таки драматически. Огромное желание провести эксперимент наталкивалось на серьезную преграду. К тому же на-

⁹Разность счета открытого и закрытого детектора между вспышками реактора.

¹⁰В дальнейшем стало понятно, что для генерации УХН достаточно тонких слоев вещества.

ступили заранее запланированные сроки остановки реактора для его реконструкции. Реактор фактически был уже остановлен, и Федору Львовичу, заместителю директора, нужно было проявить невероятные усилия, чтобы отодвинуть сроки начала реконструкции. На директорском совещании директор Лаборатории И.М.Франк высказал сомнение в целесообразности задержки начала работ ради УХН. Его аргументы были неотразимы: блицкриг не получился, и надо в спокойной обстановке изучить причины поражения и тщательно подготовиться к следующим экспериментам, для которых, возможно, придется полностью изменить конструкцию конвертора, если причиной плохого вакуума является разложение полиэтилена под действием излучения реактора.

Преодолеть эти сомнения можно было только одним — убедиться самим и доказать всем, что плохой вакуум связан не с разложением конвертора, а с проникновением в нейтроновод атмосферного воздуха. Федор Львович вышел с директорского совещания и попросил Сашу Стрелкова сделать соответствующую проверку в течение получаса. Описать подробно, как Саша вскочил на велосипед, взял пустую колбу, достал чувствительные весы, разломал их (потому что колба туда никак не помещалась), смонтировал весы снова с внешней подвесной колбой, выкачал из колбы воздух, взвесил ее, напустил в нее из нейтроновода тот никак не откачиваемый газ, который мешал эксперименту, взвесил бутылку с газом, убедился, что молекулярный вес его точно соответствует воздуху, примчался на велосипеде обратно и подсунул под дверь директорского кабинета (поскольку секретарша никак не хотела его самого туда пускать) записку с одним словом, написанным большими буквами, «воздух» — описать это подробно я не берусь, поскольку это может сделать только сам непосредственный участник всех событий. Но важно, что в результате сомнение было рассеяно, эксперименты продолжены, течь в нейтроновоме найдена и заделана, и УХН все-таки обнаружены.

Эксперименты были проделаны быстро не из страха конкуренции, а из-за той страсти, которая обычно обурекает экспериментатора — скорее посмотреть, что получится. Поэтому для Федора Львовича оказалось сюрпризом, когда буквально через два месяца после публикации в «Письмах в ЖЭТФ» я принес ему статью, опубликованную в «Physics Letters», в которой сообщалось [9], что А.Штайерл в Германии также наблюдал очень медленные нейтроны, спектр которых вплотную примыкал к области УХН. Это известие подтвердило своевременность экспериментов и положило начало тесному взаимодействию с А.Штайерлом — в дальнейшем одним из главных исследователей УХН [10].

2.4. Первое фиаско. Между тем Федор Львович сосредоточился на подготовке к эксперименту по хранению УХН, и главным вопросом здесь было: как бы поднять плотность нейтронов в ловушке? У него возникла идея уп-

лотнять нейтроны в ловушке с помощью шнека — механизма, аналогичного винту в мясорубке. И он предложил мне подумать, как бы здесь получше изловчиться. Я с готовностью, но безуспешно, принялся шуршать мозгами, когда однажды после семинара в ФИАНе он подошел ко мне и сокрушенно сказал: «Да, Володя, здорово мы здесь с вами сели в лужу». На семинаре ему показали, что подобный механизм в принципе не может работать, так как уплотнение нейтронов эквивалентно сжатию идеального газа, а значит, и разогреванию его. Нам же разогревать их было совсем ни к чему, поскольку это приводило бы к утечке УХН из сосуда¹¹. Мне было, конечно, очень стыдно. Я понял, что функции Грина и проблемы перенормировки, с которыми мне постоянно приходилось иметь дело, полностью атрофировали понимание физики и необходимо срочно заделывать брешь в образовании. Заодно я винил свое ощущение зависимости и решил впредь быть более самостоятельным. Это привело только к очередному фиаско. Одно из них связано с экспериментами по пропусканию нейтроноводов, которые начали проводиться в Курчатовском институте.

2.5. Эпизод с шероховатостями и вопрос о потерянном рубле. При экспериментировании с различными нейтроноводами предполагалось, что отражение от стенок происходит диффузно, поэтому поток J вдоль нейтроновода описывается диффузионной формулой $J = -D \operatorname{grad} n$, где $D = 2rv/3$ — коэффициент диффузии, r — радиус нейтроновода, v — скорость нейтрона, а $n = n(z)$ — плотность нейтронов в зависимости от z — координаты вдоль оси нейтроновода. Используя уравнение непрерывности

$$\operatorname{div} J = -n/\tau, \quad (2)$$

где $\tau = 2r/\mu v$ — время жизни нейтрона в трубе, μ — вероятность потерь при одном ударе нейтрона о стенки, и, подставляя сюда выражение для J , получаем диффузионное уравнение

$$d^2 n/dz^2 = n/L_D^2, \quad (3)$$

решение которого без учета граничных условий имеет вид $n = n_0 \exp(-z/L_D)$. Отсюда следует, что поток $J(L)$ на выходе из нейтроновода длиной L равен

$$J(L) = J(0) \exp(-L/L_D), \quad (4)$$

где $L_D = \sqrt{D\tau}$, n_0 , $J(0)$ — плотность и поток нейтронов на входном отверстии.

¹¹Нейтроны хранятся в сосуде до тех пор, пока их кинетическая энергия E не превысит потенциальный барьер, создаваемый стенкой: $U \approx 10^{-7}$ эВ.

Формулы абсолютно прозрачны и не вызывают никаких сомнений. Измеряя зависимость $J(L)$ от L , находим L_D , откуда еще нельзя определить время жизни и коэффициент диффузии отдельно.

Для их раздельного определения использовалась методика, опробованная в первом эксперименте [11], а именно: нейтроновод наполнялся газом ^4He , который неупруго рассеивает нейтроны, и измерялась зависимость скорости счета УХН от давления газа.

Время жизни нейтронов в трубе определялось из этой зависимости следующим образом. Поскольку скорость нейтрона v_{UCN} значительно меньше скорости атомов (v_{He}), то принималось, что нейтрон в трубе неподвижен и обстреливается со всех сторон атомами гелия. Число атомов, взаимодействующих с нейтроном за единицу времени, равно

$$v = N_{\text{He}} v_{\text{He}} \sigma(v_{\text{He}}) = p_{\text{He}} v_{\text{He}} \sigma(v_{\text{He}}) / k_B T,$$

где индекс He относится к атомам гелия, k_B — постоянная Больцмана, а N — число атомов в единице объема при температуре T и давлении p . Соответственно время жизни нейтрона до соударения с каким-нибудь атомом газа равно

$$\tau_{\text{He}} = 1/v = k_B T / p_{\text{He}} v_{\text{He}} \sigma(v_{\text{He}}) = [250/p_{\text{He}}] \text{ с}, \quad (5)$$

если давление p_{He} измерять в мм.рт.ст. Самый первый эксперимент [1] показал, что при увеличении давления от 0 до 1,25 мм.рт.ст. счет детекторов на выходе канала падает в два раза, отсюда был сделан вывод, что время жизни нейтрона в канале равно 200 с.

Результаты следующих экспериментов были довольно парадоксальны: нейтроноводы с примерно одинаковыми L_D показывали различные τ , а поскольку $L_D = \sqrt{D\tau}$, то чем больше τ (т.е. чем меньше потери), тем меньше D , а значит, тем больше должны быть шероховатости¹². В связи с этим Федор Львович дал мне задание посмотреть, могут ли шероховатости уменьшать коэффициент потерь, т.е. уменьшать вероятность потерь при одном соударении со стенкой.

Получить такой результат мне не удавалось никакими силами. Но если учесть, что вопрос о рассеяниях на шероховатостях до сих пор порождает несколько работ в год¹³, мое знакомство с функциями Грина в условиях

¹²О связи шероховатостей с коэффициентом диффузии речь пойдет немного дальше.

¹³Примером тому может служить конференция по взаимодействию нейтронов с поверхностью, проводившаяся в Дубне в 1993 г. (см. Physica B, 1994, 198, No.1), где на эту тему было представлено два доклада.

полного отражения было совсем не панибратским, а шероховатости могут быть самых различных размеров, порой исключаящих применение теории возмущений, то уверенность моя в невозможности получить желаемый результат (Простите, но ведь это результат эксперимента, извольте объяснить!) отнюдь не крепла день ото дня. В конце концов, я махнул рукой на возможность получить результат методом точного расчета и пустился во всевозможные спекуляции (не так ли поступаем все мы в затруднительных случаях?), а именно: я стал придумывать всевозможные индикатрисы отражения, при которых падающая и отраженная волна гасят друг друга на шероховатостях и тем самым уменьшают взаимодействие нейтрона с веществом, а значит, и потери.

Отступление о детальном равновесии. И здесь Федор Львович преподавал мне хороший урок. Взглянув на одну из моих индикатрис отражений¹⁴, Федор Львович сказал, что она никуда не годится. «Как, — изумился я, — разве я не свободен выбрать что угодно¹⁵? И если это «что угодно» хорошо описывает эксперимент, разве я не достоин за свою смелость и находчивость занять подобающее мне место на пьедестале рядом с такими титанами, как Планк, Эйнштейн?» Федор Львович улыбнулся и пояснил, что моя индикатриса нарушает принцип детального равновесия, т.е. число нейтронов, отражающихся из направления θ_0 в направлении θ , не равно числу отражающихся обратно. Я согласился, что он прав, но не согласился с необходимостью такого равенства. «Видите ли, — сказал Федор Львович, — если у вас в трубе нейтроны распределены изотропно, то отражение от стенок не должно нарушать изотропию». «Согласен, — ответил я, — но у нас распределение неизотропно». «Правильно, — сказал он, — ну, а если будет изотропным?» «Ну, тогда, — нашелся я, — по трубе вообще не будет потока, потому, что $J = -\text{grad } n$ будет равен нулю». «Здесь речь идет не об этом, — заметил он, — а об индикатрисе отражения, а она не должна изотропное распределение делать неизотропным и тем самым уменьшать энтропию». «Но у нас-то, — решил я твердо стоять насмерть, — распределение неизотропно!» «Ладно, Володя, — остановил Федор Львович, — мы возвращаемся все время к исходному пункту. Подумайте сами на досуге».

Я подумал. Снова, в который уже раз, устыдился своей тупости и принял на вооружение его простой прием, который в дальнейшем использовал многократно. Действительно, если нейтронпровод заполнен изотропным

¹⁴Индикатриса отражения $W(\theta_0, \theta)$ показывает, сколько нейтронов отражается в направлении θ относительно нормали к поверхности при падении на поверхность под углом θ_0 .

¹⁵В качестве примера беззаботного отношения к принципу детального равновесия можно указать работу [12], которая критикуется в [13].

газом УХН с плотностью n нейтронов в единице объема, и нейтроны испытывают только упругие отражения от стенок, то поток нейтронов со скоростью v на элемент поверхности стенки ds из направления Ω_0 равен $dJ = ds nv \cos \theta_0 \cdot d\Omega_0$, где θ_0 — угол падения. Если индикатриса отражения от шероховатой поверхности из направления Ω_0 в направление Ω описывается функцией $W(\Omega_0, \Omega)$, то полный поток, отражаемый из направления Ω_0 в направление Ω , равен

$$d^2J(\Omega_0 \rightarrow \Omega) = ds nv \cos \theta_0 \cdot d\Omega_0 W(\Omega_0, \Omega) d\Omega.$$

Условие детального равновесия гласит:

$$d^2J(\Omega_0 \rightarrow \Omega) = d^2J(\Omega \rightarrow \Omega_0)$$

или

$$\cos \theta_0 \cdot d\Omega_0 W(\Omega_0, \Omega) d\Omega = \cos \theta \cdot d\Omega W(\Omega, \Omega_0) d\Omega_0,$$

откуда следует, что

$$W(\Omega, \Omega_0) = \frac{S(\Omega, \Omega_0)}{\cos \theta},$$

где S — симметричная функция своих аргументов.

Интересно отметить, что симметрия, вообще говоря, может быть скрытой. В качестве примера возьмем $S(\Omega, \Omega_0) = |f(\theta)|^2 |f(\theta_0)|^2$. Эта функция явно симметрична. Теперь возьмем $f(\theta) = \exp(\sqrt{\theta - a})$, где a — некоторый параметр. При $\theta < a$ имеем $|f| = 1$, и при $\theta_0 < a < \theta$ получаем как бы несимметричное выражение:

$$S(x, x_0) = \exp(2\sqrt{x - a}).$$

Решение проблемы. В конечном счете я убедился, что, увеличивая шероховатости, уменьшить потери никак нельзя¹⁶, и следует изменить обработку эксперимента.

Действительно, нас ведь интересует время жизни нейтрона в нейтронном газе до гибели в стенках, а не время, в течение которого он подвергается воздействию атомов гелия. Величина τ_{He} (5) характеризует полное время

¹⁶Уменьшить их можно только в специальном случае, если на сильно поглощающей плоской поверхности создать непоглощающие шероховатости. Тогда рассеяние на шероховатостях уменьшит взаимодействие с подложкой и тем самым уменьшит поглощение, т.е. возникнет как бы экранирование поверхности шероховатостями.

взаимодействия УХН с атомами гелия, т.е. и время жизни до гибели в стенках τ и время путешествия по нейтроноводу.

Если τ_{He} увеличивается, т.е. поток на конце нейтронОВОДА падает в два раза при меньшем давлении He, то это может означать лишь более длительное пребывание нейтрона в нейтронОВОДЕ, например, в результате его удлинения. Отсюда никак не следует уменьшение потерь в стенках. Таким образом, мы имеем дело с ситуацией, как в известной задачке.

Трое путников заплатили за гостиницу по 10 рублей, а когда они ушли, хозяин увидел, что им надо было заплатить только 25 руб. Он послал мальчика им вдогонку, чтобы отдать 5 рублей, Каждый из них взял себе обратно по рублю, а оставшиеся 2 отдали мальчику. В результате они все вместе заплатили 27 рублей и 2 отдали мальчику. Где еще один рубль? Рубль вроде бы пропал, но что это за рубль? Именно такая ситуация возникла и с определением (5).

Правильная обработка состоит в том, что в уравнение (2) вместо $1/\tau$ должно входить $1/\tau + 1/\tau_{\text{He}}$. Соответственно L_D в уравнении (3) и решении (4) равно

$$L_D(p) = \sqrt{D \frac{\tau \tau_{\text{He}}}{\tau + \tau_{\text{He}}}} = L_D(0) \sqrt{\frac{\tau_{\text{He}}}{\tau + \tau_{\text{He}}}},$$

где $L_D(0) = \sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина в отсутствие гелия. Из этих формул сразу же следует, что при изменении давления гелия в нейтронОВОДЕ меняется сама диффузионная длина, и если при некотором давлении p счет на выходе нейтронОВОДА падает в e раз, то это значит, что $L/L_D(p) = L/L_D(0) + 1$, т.е.

$$\frac{L}{L_D(0)} \left(\sqrt{\frac{\tau + \tau_{\text{He}}}{\tau_{\text{He}}}} - 1 \right) = 1. \quad (6)$$

Уравнение (6) легко разрешается, и мы получаем

$$\tau = \tau_{\text{He}} \left[\left(\frac{L_D(0)}{L} + 1 \right)^2 - 1 \right] = \tau_{\text{He}} \left(\frac{L_D^2(0)}{L^2} + 2 \frac{L_D(0)}{L} \right). \quad (7)$$

Таким образом, зная $L_D(0)$ и τ_{He} , мы легко находим τ и далее D . После этого можно найти и время пребывания нейтрона в нейтронОВОДЕ. Для этого нужно воспользоваться тем фактом, что по законам случайного блуждания нейтрон за время T проходит расстояние s , определяемое из соотношения $s^2 = 2DT$. В частности, время, требуемое нейтрону, чтобы пройти от начала нейтронОВОДА до его конца ($S = L$), равно $T = L^2/2D$. Воспользовавшись этим соотношением, перепишем выражение (7) в виде

$$\tau_{\text{He}} = \frac{2T}{1 + 2\sqrt{2T/\tau}} \quad (8)$$

Эта запись в явном виде показывает, как связаны τ_{He} , τ и T между собой.

Итак, хотя τ можно определить по τ_{He} , тем не менее связь не совсем прямолинейная. Действительно, если подставить в (7) выражение для $L_D(0)$, то мы получаем

$$\tau = \tau_{\text{He}} \frac{4D\tau_{\text{He}}L^2}{(L^2 - D\tau_{\text{He}})^2} \quad (9)$$

Однако это еще не вся история. Ведь для пропускания нейтронновода мы воспользовались простейшей формулой (4), которая, вообще говоря, недостаточна, так как не учитывает граничные условия на входном и выходном отверстиях. Если предположить, что все нейтроны, вылетевшие из нейтронновода, в него обратно не возвращаются, то пропускание нейтронновода $T(L) = J(L)/J(0)$ и отражение его (последнее определяется как $R(L) = J_L(0)/J(0)$, где $J_L(0)$ — поток нейтронов, вылетевших из входного отверстия нейтронновода) равны¹⁷

$$T(L) = e \frac{1 - r^2}{1 - r^2 e^2}, \quad R(L) = r \frac{1 - e^2}{1 - r^2 e^2}, \quad (10)$$

где

$$e \equiv \exp(-L/L_D), \quad r = \frac{1 - q}{1 + q}, \quad q = 2D/vL_D \quad (11)$$

— отражение от входного отверстия полубесконечного нейтронновода.

Принимая во внимание, что давление гелия входит в L_D , получаем, что связь между τ и τ_{He} оказывается еще более сложной, чем это следует из (9). Впрочем, она вполне доступна для анализа с привлечением простейших компьютерных средств.

Пользуясь приведенными формулами, можно установить, действительно ли течение газа УХН описывается постоянным коэффициентом диффузии D , или же D зависит от длины нейтронновода. А если выяснится, что D меняется при изменении L , то возникнет вопрос о том, какие же процессы

¹⁷Мы примем формулы (10) сейчас без вывода (заметим только, что они имеют широкое применение в самых разных областях физики), поскольку их вывод будет приведен ниже, при исследовании причин полного отражения УХН от стенок.

регулируют течение разреженного газа нейтронов? Именно об этом пойдет речь дальше.

Однако и это еще не вся история. Гелиевые кривые могут дать информацию и о времени пребывания нейтрона в нейтроноводе даже тогда, когда нельзя воспользоваться простейшими формулами (8), и, чтобы ее извлечь, необходимо измерить производную пропускания $dT(L)/dp_{\text{He}}$ при $p_{\text{He}} \rightarrow 0$. В связи с этим полезно сделать небольшое отступление уже к современным работам по фундаментальной физике, в которых прослеживается та же тема о потерях, описываемых выражением (5).

Скромное предложение по наблюдению времени туннелирования. Именно так называется в переводе с английского работа [14], содержание которой связано с указанной темой, В работе предлагается рецепт, как определить, сколько времени квантовая частица пребывает в области рассеивающего потенциала. Вообще говоря, таких рецептов существует множество (см., например, обзор [15]), но мы, чтобы не растекаться, остановимся только на одном — на том, о котором идет речь в [14].

Итак, представим себе, что у нас имеется прямоугольная действительная потенциальная ступенька высотой U (например, бесконечно толстый слой непоглощающего одноатомного¹⁸ вещества с идеально упорядоченным расположением атомов¹⁹ и при нулевой температуре²⁰), и мы измеряем коэффициент отражения УХН²¹ $R = |r|^2$. Как узнать, сколько времени частица находится внутри потенциала?

Предлагается следующий прием: добавляем к потенциалу небольшую мнимую часть

$$-iW \ll U.$$

Например, это может быть равномерный раствор поглощающих атомов с малой концентрацией (в точности, как гелий в нейтроноводе):

$$W = \frac{\hbar}{2} N_a v \sigma_a(v) = \frac{\hbar}{2\tau_a},$$

где N_a — концентрация атомов, $\sigma_a(v)$ — сечение поглощения при скорости нейтрона v , τ_a — характерное время поглощения, определенное вторым равенством (см. (5)): $\tau_a \equiv 1/N_a v \sigma_a(v)$.

¹⁸Чтобы не было упругого некогерентного рассеяния.

¹⁹Чтобы не было диффузного упругого рассеяния.

²⁰Чтобы исключить неупругое рассеяние.

²¹Очевидно, что в этих условиях $|R|^2 = 1$.

Рассмотрим полное отражение УХН от бесконечно широкой потенциальной ступеньки. Заранее можно ожидать, что время пребывания нейтрона внутри ступеньки характеризуется распределением, а не какой-то одной величиной. Обозначим плотность распределения по временам пребывания через $f(\tau)$, тогда при полном отражении справедливо:

$$\int_0^{\infty} f(\tau) d\tau = 1.$$

При добавлении поглощающих атомов, которые не влияют на закон отражения, но поглощают нейтроны с характерным временем τ_a , число вылетевших нейтронов равно

$$R = \int_0^{\infty} e^{-\tau/\tau_a} f(\tau) d\tau < 1. \quad (12)$$

Из этого выражения легко найти среднее значение $\langle \tau \rangle$:

$$\langle \tau \rangle = \int_0^{\infty} \tau f(\tau) d\tau = \lim_{\tau_a \rightarrow \infty} \tau_a^2 \frac{d}{d\tau_a} \int_0^{\infty} e^{-\tau/\tau_a} f(\tau) d\tau.$$

А поскольку последний интеграл связан с коэффициентом отражения, то

$$\langle \tau \rangle = \lim_{\tau_a \rightarrow \infty} \tau_a^2 \frac{d}{d\tau_a} R = - \lim_{W \rightarrow 0} \frac{\hbar}{2} \frac{d}{dW} R. \quad (13)$$

Именно это время и определено в [14] как время пребывания внутри потенциала²².

Чтобы почувствовать физический смысл полученного результата, полезно посмотреть аналогичный случай в диффузии. Аналогия с отражением УХН будет почти полной, если рассмотреть полубесконечный нейтронород с непоглощающими стенками, а потом для определения времени пребывания нейтрона добавить в нейтронород гелий.

Предел $R(L)$ в (10) при $l \rightarrow \infty$ равен $R = r(L_D)$, где в явном виде указана зависимость от L_D . При отсутствии гелия диффузионная длина $L_D = \infty$, и $r(L_D) = 1$.

При небольшом давлении гелия воспользуемся первым равенством в выражении (13):

$$\langle \tau \rangle = \lim_{\tau_{\text{He}} \rightarrow \infty} \tau_{\text{He}}^2 \frac{d}{d\tau_{\text{He}}} r = \lim_{\tau_{\text{He}} \rightarrow \infty} \tau_{\text{He}}^2 \frac{dL_D}{d\tau_{\text{He}}} \frac{dq}{dL_D} \frac{d}{dq} r \propto \frac{\tau_{\text{He}}^2}{\tau_{\text{He}}^{3/2}} \rightarrow \infty. \quad (14)$$

²²Заметим, что, хотя $|r|^2 = 1$, производная dR/dW в (13) не равна нулю, поскольку при уходе с действительной оси ($\text{Im } U = 0$) коэффициент отражения уменьшается.

Таким образом, мы получили совершенно естественный результат: время пребывания нейтрона в бесконечно длинном нейтронноводе до вылета равно бесконечности.

До сих пор рассматривалось только время пребывания для полубесконечных систем, но те же самые рассуждения можно провести и для конечных нейтроннопроводов и для конечных потенциалов, не ограничиваясь только подбарьерными энергиями.

Так, довольно приземленные задачи из физики УХН приводят к интересным результатам в области фундаментальной физики. Теперь мы перейдем к еще одному эпизоду — с шероховатостями, который также оказался связанным с высокой поэзией.

Еще один эпизод с шероховатостями. Между тем вопрос о шероховатостях приобрел новую окраску. Довольно долго Федор Львович и мы вместе с ним были убеждены в диффузном распространении нейтрона по нейтронноводу. Но на первой Школе по нейтронной физике в 1971 г. возникла дискуссия, в которой Жакро убедил нас, что это не так. Представление о диффузном распространении было навеяно сведениями о динамике разреженного газа. Из вакуумной физики известно, что течение молекул по трубам сопровождается почти полностью диффузным отражением их от стенок. Но физики, которые уже имели дело с нейтронноводами для тепловых нейтронов, хорошо знают, что нейтроны отражаются от поверхности с большой вероятностью зеркально. Необходимо было научиться вычислять коэффициент диффузии D при самых разных индикатрисах отражения от стенок. Для этого можно рассмотреть бесконечно длинный нейтронновод, мысленно пометить в произвольной точке a нейтрон и проследить, как зависит от времени квадрат его удаления $\langle(z - a)^2\rangle$ от этой точки при случайном блуждании. Эта зависимость при больших временах должна стать линейной: $\langle(z - a)^2\rangle = At$, и, приравняв ее к $2Dt$, легко получаем коэффициент диффузии $D = A/2$.

Если при каждом соударении со стенкой отражение полностью диффузно, то $D = 2rv/3$, а если диффузное отражение происходит только с вероятностью $g < 1$, а с вероятностью $1 - g$ отражение происходит чисто зеркально, причем не зависит от угла падения, то коэффициент диффузии становится равным $D = (2rv/3)(2 - g)/g$, т.е. при уменьшении g он возрастает, как этого и следовало ожидать, поскольку, воспользовавшись зеркальным отражением, частица за время t может дальше уйти от точки a .

Но такой закон отражения, вообще говоря, нереалистичен. На практике каждый знает, что чем под более скользким углом смотришь на поверхность, тем более зеркальной она кажется. Это значит, что коэффициент g нужно брать зависящим от угла. Впрочем, какая беда? Если метод расчета известен, пожалуйста, пропускай через математический аппарат любой за-

кон отражения и получай коэффициент диффузий. Но у меня никак и ничего не получалось.

Дело было в пятницу вечером. На следующее утро Федор Львович уезжал в Москву, и поскольку в те времена я тоже регулярно уезжал на уикэнд в Москву, то он обычно брал меня с собой в машину. В течение всего пути до Москвы мы обсуждали с ним самые различные предметы, касающиеся не только УХН. Но на этот раз он ожидал от меня результата, а результат никак не давался в руки. Я был зол на себя, спать уже не мог, а работа тоже шла из рук вон плохо. Я махнул рукой, вышел на улицу, а дело было летом, и помчался во весь опор только для того, чтобы снять с себя злость, и вдруг мгновенно понял. Результат и не должен был получиться. Коэффициент диффузии должен быть бесконечным. И причина в том, что, отразившись хотя бы однажды в направлении, составляющем малый угол с осью нейтроновода, нейтрон в дальнейшем движется между двумя последующими соударениями со стенками на громадные расстояния, сравнимые с полной длиной нейтроновода. И с подавляющей вероятностью отражается чисто зеркально. Такое распространение уже никак не назовешь случайным блужданием, а потому оно и не описывается диффузионными формулами.

Спать я уже не мог. И не только по причине радостного возбуждения, которое охватывает при озарении, и ради которого мы все и занимаемся наукой, но и по той причине, что у меня назавтра было чем поделиться с Федором Львовичем.

Конечно, бесконечности нам не страшны, их всегда можно обрезать, чем и занимается большинство теоретиков-полевикув. У меня тоже был на сей счет опыт. Поэтому в конце концов с задачей я разделался. Коэффициент диффузии сильно изменил свой вид, и после моего обрезания (а оно оказалось зависящим от длины L) коэффициент диффузии тоже должен был зависеть от L , что и должно было проявиться, например, на величине τ , извлекаемой из гелиевых кривых при разных длинах в соответствии с формулой (9). В дальнейшем было учтено, что из-за наличия силы тяжести длина свободного пролета нейтрона вдоль оси горизонтального нейтроновода радиуса r не может быть больше $L_g = v \sqrt{4r/g}$, где g — ускорение свободного падения, и именно эта величина была взята в качестве параметра обрезания. На этом можно было остановиться. Правда, было интересно еще посмотреть распространение в вертикальных или наклонных нейтроноводах с учетом гравитации, и это было сделано, но об этом речь пойдет позже. Главное, задачу можно было считать решенной.

Но, как оказалось потом, я зря от нее отвернулся подобным образом. Впоследствии я узнал, что такая простая приземленная проблема о распространении частицы в нейтроновом соседствует с высокой поэзией — с вопросом обоснования статистики, с классическим санкт-петербургским [16]

парадоксом из области азартных игр, с динамикой хаоса, с самоподобными процессами, статистикой Леви и фракталами. Невольно вспоминаются строки Эдварда Лира:

*А вдали, а вдали от родимой земли
На неведомом горном хребте
Синерукие Джамбли над морем живут,
С головами зелеными Джамбли живут.
И неслись они вдали в решете.*

Единственное утешение состоит в том, что вся эта красивая физика и математика уже перед глазами и, как говорил опять же Эдвард Лир:

*И клялись на пиру: если мы доживем,
Мы все тоже туда в решете поплывем.*

Послесловие к вопросу о диффузии и нейтроноводах. В настоящее время эксперименты по исследованию пропускания нейтроноводов не проводятся. В расчетах же в основном используют методы Монте-Карло. Последняя работа, посвященная этой проблеме, выполнена группой Ю.Н.Покотиловского [17], к ней и цитируемой в ней литературе мы и отсылаем интересующегося читателя.

Нужно сказать, что расчеты по Монте-Карло иногда помогают пониманию физики процессов. Например, казалось очевидным, что при изотропном отражении нейтронов от стенок и при изотропном распределении нейтронов, влетающих в нейтроновод, угловое распределение на выходе нейтроновода должно быть изотропным. И когда И.Берчану [18] получила результат, который показывал вытянутое вперед угловое распределение, первое впечатление было — необходимо искать ошибку в программе. Однако затем стало ясно, что так оно и должно быть. Ведь под малым углом к оси летят те нейтроны, которые отразились от стенок ближе к началу нейтроновода, а там плотность частиц больше и стенка отражает (или, иными словами, излучает) больше нейтронов.

Поняв это, можно было уже прогнозировать результаты расчета. Например, если индикатриса отражения от стенок такова, что нейтрон, падающий на стенку под скользящим углом, с большой вероятностью отражается зеркально, то угловое распределение будет вытянуто еще больше. Результаты расчетов подтверждали эти прогнозы.

Вторым сюрпризом оказался результат расчетов при полностью зеркальном отражении от стенок, который показал, что пропускание нейтроновода может быть 100%-ным при наличии поворотов в нем. Раньше казалось, что любые повороты должны уменьшать пропускание. На самом же деле повороты могут быть устроены так, что при зеркальном отражении нейтрон никогда не сможет обратить направление своего движения [17] и даже поворот на 180 градусов может не увеличивать сопротивление нейтроновода.

3. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ДЕЛ В ФИЗИКЕ УХН

Из-за ограничения объема статьи здесь будут отмечены очень коротко только некоторые моменты. Более подробный обзор современного состояния в физике УХН будет приведен в [19].

3.1. Главная проблема УХН. Отметим теперь вкратце современное положение дел в физике УХН. Главная загадка — аномально большие потери нейтронов в ловушках — так и осталась неразрешенной. Проблема возникла с самого начала экспериментов с УХН, но все время казалось, что она связана, скорее, с отсутствием опыта у экспериментаторов, чем с необходимостью пересмотра каких-то концепций. Время шло, опыт экспериментаторов и надежность экспериментов возрастали, а проблема не поддавалась решению.

Наиболее важен недавно полученный результат группы А.П.Сереброва [20], согласно которому вероятность потерь при одном соударении для наилучших в этом отношении ловушек составляет величину порядка $3 \cdot 10^{-5}$, которая хоть и мала, но все же на два порядка превосходит теоретическое значение.

Потери связаны и с поглощением нейтронов ядрами и неупругим рассеянием с нагреванием нейтронов (нагретые нейтроны имеют энергию выше U и свободно вылетают сквозь стенки ловушки). Однако сечение σ_{ie} зависит от температуры, охлаждением вещества его можно исключить, и это доступно экспериментальной проверке.

Эксперименты [20] свидетельствуют о том, что отношение $\sigma_l^{\text{obs}}/\sigma_l^{\text{th}}$ наблюдаемого и теоретического сечений потерь достигает значений порядка 100. При этом, однако, часть наблюдаемого сечения, которая зависит от температуры, σ_{ie}^{obs} хорошо согласуется с теоретическим сечением неупругого рассеяния σ_{ie}^{th} и по величине и по характеру температурной зависимости.

Попытки решения проблемы. Безуспешность поиска простых решений заставляет искать причину в области фундаментальных представлений [21], что, с одной стороны, всегда желательно, а с другой — довольно опасно²³. Здесь мы отметим только одну из таких попыток.

Надо сказать, что первым такой экскурс в фундаментальную область, а именно в область пересмотра квантовой механики, сделал сам Федор Львович²⁴. Он высказал предположение, что нейтрон представляет собой

²³ Попробуйте, например, под такие исследования получить грант.

²⁴ Правда, сам я этого не знал, но А.Стрелков это утверждает, а у него абсолютная память, и он уважасмый человек.

волновой пакет, часть компонент которого имеет энергию выше барьера, и благодаря этим компонентам нейтрон с определенной вероятностью может проникать сквозь стенки. Но это предположение было «на корню» отвергнуто одним из самых больших авторитетов в квантовой механике в Дубне М.И.Подгорецким, который совершенно резонно отметил, что квантовая механика — линейная теория, значит, при первом же соударении со стенкой высокоэнергетические компоненты уйдут, а низкоэнергетические отражатся, и именно последние будут представлять волновую функцию ультрахолодных нейтронов.

Я, ничего не зная об этом, но будучи еще сравнительно молодым и абсолютно невежественным, тоже выступил с таким предложением еще на первой нейтронной школе в 1971 г. Причем мой пакет, вообще говоря, не был решением однородного уравнения Шредингера. Это вызвало бурное негодование со стороны М.В.Казарновского и чуть не загубило впоследствии мою кандидатскую диссертацию²⁵. В дальнейшем, благодаря А.Штайерлу, я обнаружил, что эти пакеты использовал де Бройль.

Результат оказался следующим. Если представить волновую функцию нейтрона в виде

$$\psi(s, \mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = c \exp(i\mathbf{v}\mathbf{r} - i\omega t) \frac{\exp(-s|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|}, \quad (15)$$

то результаты эксперимента могут быть объяснены [21] при $s \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ mv} / \hbar$.

Спрашивается, какой же может быть ответ на возражение М.И.Подгорецкого? Ответ может быть следующим: квантовая механика предоставляет рецепт, как рассчитать рассеяние частицы на потенциале, но не дает никаких объяснений того, как частица оказывается только в одном из направлений. Поэтому мы можем принять, что волновой пакет — это имманентное свойство частицы (так же, как кулоновское поле — это свойство заряженной частицы), и частица рассеивается вместе со своим пакетом. При этом все вероятности рассеяния вычисляются так, как это принято в квантовой механике, а каким образом рассеянная частица оказывается все же со своим недеформированным пакетом, — на это квантовая механика ответа дать не может так же, как она не может указать, в каком именно направлении будет рассеяна частица.

Нейтрон, надбарьерно вошедший внутрь вещества, не имеет никаких других каналов исчезновения кроме поглощения, неупругого рассеяния и

²⁵Здесь я должен с благодарностью вспомнить И.М.Франка, который председательствовал на совете и после двухчасовой защиты сказал ободряющие слова в мой адрес.

беспрепятственного выхода из вещества через другую границу раздела. Нетрудно оценить сечение потерь нейтрона внутри среды и предсказать экспериментальные следствия, но мы этого здесь делать не будем, а отошлем интересующегося читателя к работе [21].

3.2. Время жизни нейтрона. Три группы в мире занимаются измерением времени жизни нейтрона в экспериментах по хранению УХН в твердотельных ловушках. В экспериментах [22] было получено значение $\tau_{\beta} = (887,6 \pm 3)$ с. Здесь основная неопределенность связана с необходимостью учета влияния поля тяжести на время хранения [23,24].

В работе [25] был получен результат $\tau_{\beta} = (888,4 \pm 2,9)$ с. Этот результат уточнен в подробной работе [26] и составляет теперь $\tau_{\beta} = (888,4 \pm 3,3)$ с, причем систематическая погрешность составляет величину ~ 1 с, и основная неопределенность приходится на статистическую погрешность.

Наконец, в работе [27] получен результат $\tau_{\beta} = (882,56 \pm 2,7)$ с. Надежность последнего результата вызывает сомнения в силу ряда причин, указанных в [28]. В частности, в работе [27] был неправильно выбран знак поправки на вытекание из щели во время хранения УХН. После исправления результат оказался совпадающим по величине с результатом работы [22] и лучше согласующимся с принятым в настоящее время значением $\tau_{\beta} = (889,1 \pm 2,1)$ с, однако разброс экспериментальных данных почти на два порядка превосходит оцененную систематическую погрешность, и потому вызывает сомнение в надежности результата.

3.3. Электрический дипольный момент нейтрона. Особого прогресса в этом направлении за последние пять лет не произошло. В качестве обзоров по этому вопросу можно рекомендовать [29]. Мы здесь только напомним результаты последних экспериментов, выполненных в Гренобле и Гатчине. Последний результат гренобльской группы [30] с учетом предыдущих изменений может быть представлен как

$$d_n = (-3,3 \pm 4,3) \cdot 10^{-26} \text{ е-см},$$

или на уровне достоверности 90%

$$d_n \leq 12 \cdot 10^{-26} \text{ е-см}.$$

Результат гатчинской группы [31] составляет

$$d_n = (2,6 \pm 4,0 \pm 1,6) \cdot 10^{-26} \text{ е-см},$$

или на том же уровне достоверности

$$d_n \leq 1,1 \cdot 10^{-25} \text{ е-см}.$$

Хороший обзор развития методов поиска ЭДМ нейтрона представлен в [29]. Здесь же рассматриваются возможности по увеличению чувствительности поиска ЭДМ на три порядка с помощью генерации и хранения УХН в жидком гелии с растворенным поляризованным ^3He . Здесь ^3He играет роль и поляризатора, и анализатора поляризации, и магнитометра, и детектора нейтронов. К этому обзору мы и отсылаем интересующегося читателя за более подробной информацией. Отметим только, что здесь читатель найдет ясное изложение таких вопросов, как «одевание нейтрона» с помощью внешнего переменного поля, при котором как бы эффективно уменьшается магнитный момент частицы.

3.4. Осцилляции нейтрон-антинейтрон. Никаких экспериментов в этом направлении пока не проводилось, но обсуждение проектов ведется достаточно интенсивно и мы отсылаем интересующегося читателя к работам [32–35].

3.5. Фаза Берри. В последнее время идет просто звон относительно фазы Берри. Стало модным, а с точки зрения получения гранта на фундаментальные исследования даже полезно, в простых, давно известных явлениях находить фазу Берри. Пример тому — нейтронная физика. О взаимодействии спина нейтрона с магнитным полем все уже давно достаточно хорошо известно, и поэтому нейтрон удобен для иллюстрации того, что такое фаза Берри. Мы этого здесь делать не будем, а отошлем к работе по изучению фазы Берри [36], заключение которой можно сформулировать так: понятие «фаза Берри» ничего нового, по сравнению с тем, что для нейтронов уже было известно ранее, не дает.

3.6. Прикладные и академические исследования. Прикладные и академические исследования объединены здесь, потому что в области УХН иногда трудно провести между ними грань.

Наиболее близкими к прикладным являются исследования группы из московского Института ядерных исследований (ИЯИ), публикующей свои работы большей частью в «Кратких сообщениях по физике ФИАН» [37–40]. Работы относятся к области исследования неоднородностей в конденсированных средах. По существу, эти исследования аналогичны малоугловому рассеянию, но, вместо измерения угловых распределений рассеянных нейтронов, здесь, поскольку длина волны нейтрона велика, измеряется полное рассеяние в зависимости от энергии падающих нейтронов. При этом используется часть спектра нейтронов несколько выше той, которая непосредственно относится к УХН. О характере конкретных исследований лучше всего судить по названию соответствующих публикаций, и за неимением места мы прямо отсылаем читателя к первоисточникам.

При исследовании поверхности изучается зависимость коэффициента отражения от энергии (всевозможные примеси и неоднородности модифи-

цируют коэффициент отражения наиболее существенно чуть выше граничной энергии) и индикатриса отражения при наличии шероховатостей [41].

К разряду академических, наверное, можно отнести работы, посвященные суперультрахолодным нейтронам, т.е. нейтронам, образующим двумерный квантовый газ над плоской поверхностью в гравитационном поле, или одномерный газ в узких каналах [42,43]. Энергия этих нейтронов квантована в направлении нормали к плоскости, и основной уровень составляет $1,4 \cdot 10^{-12}$ эВ. Соответственно, высота подъема таких нейтронов равна ~ 10 мкм, а скорость ~ 1 см/с. Если движение вдоль плоскости характеризуется значительно большими скоростями, то в результате рассеяния на шероховатостях нейтрон может приобрести большую вертикальную скорость и перестать быть двумерным. Чтобы этого не произошло, скорость нейтрона во всех направлениях не должна существенно превосходить величину ~ 1 см/с. При одномерном движении вдоль каналов нейтроны могут образовывать молекулярную пару довольно большого размера.

О значении этой работы можно судить по тому факту, что она опубликована в журнале «Письма в ЖЭТФ» [42], который принимает только материалы, требующие срочной публикации. Срочность здесь действительно была необходима, поскольку из-за задержки, связанной с публикацией в «Ядерной физике», размер молекулярной пары увеличился от 1—10 м [42] до 6—20 км [43].

К прикладным исследованиям можно было бы отнести и нейтронный микроскоп [44—47], но пока он очень далек от той стадии, когда его можно было бы использовать на практике. Расчет его характеристик, связанных с увеличением и абберациями, производится по баллистическому, а не волновому принципу. Эксперименты здесь редки и носят в основном демонстрационный характер. Разрешение, как указано в [45], составляет 17 мкм, и более чем в три раза хуже расчетной величины 5 мкм. Но, как говорят сами авторы: «По-видимому, было бы преждевременным делать какие-либо выводы из факта несоответствия полученного и расчетного разрешения».

3.7. Радужные перспективы. Судьба всех экспериментов с УХН зависит от мощности их источника. Максимальная плотность, которую удавалось до сих пор достичь, не превышала 100 н/см³ (см. обзоры [48, 49]), и, казалось, достигнут предел. Сейчас наметились три направления работ по повышению производительности источников УХН. Одна из них — использование сверхтекучего гелия [50—52]. Расчеты показывают, что интенсивность рождения УХН должна быть довольно велика. Однако проведенные эксперименты [53] пока не подтвердили этих прогнозов (см. в связи с этим дискуссию [54, 55]).

Другим направлением является попытка поймать облако УХН, образующихся около замедлителя во время вспышки мощного импульсного реак-

тора, прямо внутрь герметически закрытого сосуда [56, 57]. Это означает, что сосуд разгоняют до большой скорости $v \gg v_t$ и направляют его на облако УХН. Из-за большой относительной скорости облако легко проходит сквозь стенки, и, когда оно оказывается целиком внутри сосуда, сосуд резко тормозят. В результате облако УХН оказывается в ловушке. Чтобы выпустить нейтроны из ловушки, достаточно резко ускорить сосуд, в результате чего нейтроны как бы вытряхиваются из него. Ожидается, что в эксперименте плотность накопленных УХН будет достигать 10^5 н/см³.

И наконец, третье направление связано с получением УХН на стационарном [58] или импульсном [59] реакторе от твердого дейтерия при низкой температуре ≤ 10 К. Надежды на получение здесь высокой интенсивности УХН основаны на предыдущих экспериментах в Гатчине, которые показали, что скорость генерации УХН в дейтерии при 10 К начинает превосходить скорость генерации в жидком водороде. Первые пробные эксперименты показывают, что твердый дейтерий действительно дает фактор выигрыша порядка 1000. Если, удастся подобные источники УХН соорудить на мощных компактных реакторах типа TRIGA, то эксперименты с УХН перейдут в качественно новую фазу.

Исследования, результаты которых приведены в данной публикации, были проведены отчасти благодаря гранту J6P100 Международного научно-го фонда и Российского правительства. Автор благодарен И.Каррону за внимание и поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Луциков В.И., Покотилковский Ю.Н., Стрелков А.В., Шапиро Ф.Л. — Письма в ЖЭТФ, 1969, т.9, с.40 (Sov. Phys. JETP Lett., 1969, vol.9, p.23).
2. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. — Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965, с.287.
3. Schuster M. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.A144, p.297.
4. Schuster M., Carlile C.J., Rauch H. — Z. Phys., 1991, vol.B85, p.49.
5. Ignatovich V.K. — The Physics of Ultracold Neutrons. Oxford, Clarendon Press, 1990.
6. Игнатович В.К. — Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
7. Steyerl A., Nagel H., Schreiber F.-X. — Phys. Lett., 1986, vol.A116, p.347.
8. Голиков В.В., Таран Ю.В. — ПТЭ, 1975, вып.1, с.41 (Instrum. Exp. Tech., 1975, vol.18, p.36).
9. Steyerl A. — Phys. Lett., 1969, vol.B29, p.33.
10. Steyerl A. — VI International School on Neutron Physics. Alushta 8–18 October, 1990. JINR D3,14-91-154, Dubna, pp.250, 260.
11. Грошев Л.В. и др. — В сб.: Нейтронная физика. Труды Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М.: ЦНИИАтоминформ, 1974, ч.4, с.264.
12. Иванов В.П., Наймарк Ю.И. — Изв. Вуз., Радиофизика, 1971, т.14, с.1636.

13. Игнатович В.К. — Изв. Вуз., Радиофизика, 1975, т.18, с.1551.
14. Golub R., Felber S., Gähler R., Gutschiedl E. — Phys. Lett., 1990, vol.A148, p.27.
15. Hauge E.H., Stovneeng J.A. — Rev. Mod. Phys., 1989, vol.61, p.917.
16. Shlesinger M.F., Zaslavsky G.M., Klatter J. — Nature, 1993, vol.363, n.6424, p.31.
17. Gareeva G.F., Muzychka A.Yu., Pokotilovskij Yu.N. — JINR E2-95-106, Dubna, 1995.
18. Berceau I., Ignatovich V.K. — Vacuum, 1973, vol.23, p.441.
19. Игнатович В.К. — Направлено в журнал «УФН».
20. Алфименков В.П., Несвижевский В.В., Серебров А.П. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.55, с.92.
21. Игнатович В.К. — Сообщение ОИЯИ Р3-95-196, Дубна, 1995.
22. Mampe W., Ageron P., Bates J.C. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1989, vol.A284, p.111.
23. Игнатович В.К. — ЯФ, т.53, №.5, с.1297.
24. Pendlebury J.M., Richardson D.J. — Nucl. Instr. & Meth., 1994, vol.A337, No.2&3, p.504.
25. Алфименков В.П. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.52, №.7, с.984.
26. Алфименков В.П. и др. — ЖЭТФ, 1992, т.102, в.3, с.740.
27. Мампе В., Бондаренко Л.Н., Морозов В.И. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1993, т.57, вып.2, с.77; (JETP Lett., 1993, vol.57, p.82).
28. Игнатович В.К. — Сообщение ОИЯИ Р3-95-194, Дубна, 1995.
29. Golub R., Lamoreaux S.K. — Phys. Rep., 1994, vol.237, No.1, p.1.
30. Smith K.F. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.B234, p.191.
31. Altarev I.S. et al. — Phys. Lett., 1992, vol.276, p.242.
32. Golub R., Yoshiki H., Gähler R. — Nucl. Instr. and Meth., 1989, vol.A284, No.1, p.16.
33. Yoshiki H., Golub R. — Nucl. Phys., 1992, vol.A536, p.648.
34. Lamoreaux S.K., Golub R., Pendlebury J.M. — Europhys. Lett., 1991, vol.14, No.6, p.503.
35. Bottino A., Alfaro V.de, Giunti C. et al. — Z. Phys., 1990, vol.C47, No.1, p.31.
36. Richardson D.J., Lamoreaux S.K. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A284, No.1, p.192.
37. Ахметов Е.З., Ибраев Б.М., Каипов Д.К., Каспанов Н.К. — АН Каз.ССР, 1988, № 5, с.33.
38. Кузнецов С.П. и др. — Краткие сообщения по физике ФИАН, 1990, № 9, с.17.
39. Grinyov V.A., Isakov A.I., Kuznetsov S.P. et al. — J. Moscow Phys. Soc., 1992, vol.2, No.3, p.243.
40. Steyerl A., Malik S.S., Iyengar L.R. — Physica, 1991, vol.B173, No.1&2, p.47.
41. Артемьев В.А. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.52, № 4, с.840.
42. Артемьев В.А. — ЯФ, 1991, т.53, вып.1, с.20; Sov. J. of Nucl. Phys., 1991, vol.53, No.1, p.13.
43. Frank A.I. — Nucl. Instr. and Meth., 1989, vol.A284, No.1, p.161.
44. Арзуманов С.С. и др. — ИАЭ 4968/14, М., 1989.
45. Арзуманов С.С. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.52, № 7, с.981.
46. Масалович С.В. — ЖТФ, 1992, т.62, №11, с.151.
47. Steyerl A., Malik S.S. — Nucl. Instr. and Meth., 1989, vol.A284, No.1, p.200.

48. Altarev I.S. et al. — Neutron Research, 1993, vol.1, No.4, p.71.
49. Golub R. — Phys. World. May 1992, p.22.
50. Gutmiedl E., Golub R., Butterworth J. — Physica, 1991, vol.B169, pt.3, p.503.
51. Lamoreaux S.K., Golub R. — Письма в ЖЭТФ, 1993, т.58, № 10, с.844.
52. Yoshiki H., Sakai R., Ogura M. et al. — PRL, 1992, vol.68, p.1323.
53. Golub R., Lamoreaux S.K. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, No.4, p.517.
54. Yoshiki H., Sakai R., Ogura M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, No.4, p.519.
55. Стойка А.Д., Стрелков А.В., Швецов В.Н. — ОИЯИ, РЗ-92-116, Дубна, 1992.
56. Pokotilovskij Yu.N. — Nucl. Instr. and Meth., 1992, vol.A314, p.561.
57. Серебров А.П., Митюхлаев В.А., Захаров А.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1994, т.59, № 11, с.728.
58. Pokotilovskij Yu.N. — Nucl. Instr. and Meth., 1995, vol.A356, p.412.