

Министерство образования и науки РФ
ФГАОУ ВПО «КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ»
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ ЦЕНТР «ФИЗИКА СЛОЖНЫХ СИСТЕМ»

Направление: 010700.68 – Физика

Магистерская программа: 010700.68.29 – Физика сложных систем

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Изучение спиновой кинетики в газе
атомарного водорода

Работа завершена:

"__" _____ 2011 г. _____ (Д.Ю. Звездов)

Работа допущена к защите:

Научный руководитель

д.ф.-м.н., профессор

"__" _____ 2011 г. _____ (Д.А. Таюрский)

Заведующий кафедрой

д.ф.-м.н., профессор

"__" _____ 2011 г. _____ (Д.А. Таюрский)

Казань – 2011

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. ОБЗОР ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА.....	5
1.1 Сверхтонкие уровни и состояния в атомарном водороде	5
1.2 Механизмы рекомбинации и релаксации в спин-поляризованном атомарном водороде.....	9
1.3 Столкновительный сдвиг резонансных линий	11
1.4 Эффекты, связанные с движением атомов.....	13
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.....	14
2.1 Устройство экспериментальной установки	14
2.2 Устройство и принцип работы криогенного спектрометра	15
2.3 Устройство экспериментальной ячейки. Ход эксперимента.....	20
2.4 Работа импульсного генератора радиочастотных сигналов произвольной формы PulseBlaster DDS 300-II	25
ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ	32
3.1. Изучение столкновительного сдвига резонансных линий.....	32
3.2 Явление насыщения сигнала импульсного ЭПР.....	35
3.3 Явление спинового транспорта в газе атомарного водорода	37
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	42
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	43

Введение

Водород – простейший химический элемент, содержащий один протон и один электрон и являющийся самым распространенным во Вселенной. Эта простота сделала водород одним из самых интересных для изучения веществом. Хотя водород и не встречается в природе в атомарной форме, его можно получить путем электролиза молекулы H_2 . Атомарная форма водорода, полученная таким образом, обычно оказывается короткоживущей и быстро рекомбинирует в молекулярную форму H_2 . Несмотря на это такой способ дает возможность изучать свойства водородного атома. Открытие способов изготовления поверхностей из тефлона, который подавляет поверхностную рекомбинацию водорода, позволило использовать короткоживущий ($t \approx 1$ с) атомарный водородный газ как активную среду для мазеров. В настоящее время плотные газы водорода (H) и других его изотопов (D и T) успешно «стабилизируются» в долгоживущем атомарном состоянии при низких температурах и в высоких магнитных полях на других поверхностях, например, на поверхности жидкого 3He и 4He и их растворов, а также в магнитных ловушках. Эти газы называют спин-поляризованными ($H\downarrow$) [1-4].

С точки зрения квантовой радиофизики атомарный водород представляет огромный интерес как система, в которой возможно одновременное наблюдение электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), ядерного магнитного резонанса (ЯМР), двойного электронно-ядерного резонанса (ДЭЯР).

Столкновения между атомами газа при достаточно низких температурах приводят к сдвигу спектральных линий, известному в терминологии атомных часов как столкновительный сдвиг (известный в англоязычной литературе как «clockshift»). Подобный сдвиг изучался в низкотемпературных водородных мазерах [5], в лазерно-охлажденных атомных фонтанах [6], в бозе-эйнштейновском конденсате атомарного водорода в лазерной ловушке [7], в холодных атомарных газах щелочных металлов [8]. Однако до сих пор,

несмотря на то, что атомарный водород представляет собой простейшую квантово-механическую систему, имеются существенные расхождения между теоретическими расчетами и экспериментальными данными по значению сдвига в данном случае.

В основу магистерской диссертации легли данные, полученные весной 2011г. в серии экспериментов в группе атомарного водорода лаборатории Вихури университета г. Турку (Финляндия) под руководством С.А.Васильева.

Целью данной работы является качественное и количественное описание процессов, протекающих в газе атомарного водорода, а также изучение наиболее актуальных физических явлений, привлекающих внимание академического сообщества в последнее время - столкновительный сдвиг и спиновые волны в разреженном бозе-газе.

Глава 1. Обзор основных свойств атомарного водорода

1.1 Сверхтонкие уровни и состояния в атомарном водороде

Электронная оболочка атомов водорода (H, D и T) имеет один электрон в основном состоянии $^2S_{1/2}$. В этой главе рассмотрим основное состояние мультиплета. Протон и тритон имеют ядерный спин $i=1/2$, дейтон $i=1$ с соответствующим ядерным магнитным моментом $\mu_n = -g_n \mu_B \mathbf{i}$ и электронный магнитный момент $\mu_e = -g_e \mu_B \mathbf{s}$. Отметим, что момент μ_e ориентирован антипараллельно \mathbf{s} , и значит в магнитном поле атомы в нижайшем энергетическом состоянии имеют электронные магнитные моменты параллельные полю, а спины - антипараллельные.

Обратим теперь внимание на структуру сверхтонких уровней в атоме водорода. Существует два внутриатомных взаимодействия снимающих спиновое вырождение – это зеемановское взаимодействие и сверхтонкое взаимодействие:

$$H = H_Z + H_{\text{hyp}} = -(-g_e \mu_B \mathbf{s} + g_n \mu_n \mathbf{i})\mathbf{B} + A_h \mathbf{i}\mathbf{s} \quad , \quad (1.1)$$

где g_e и μ_B – g -фактор и магнетон Бора для электрона, g_n и μ_n – соответствующие величины для ядра, A_h – константа сверхтонкого взаимодействия. Первый и второй члены ответственны за зеемановское взаимодействие электрона и ядра, а последний за сверхтонкое взаимодействие между электроном и ядром.

Диагонализация этого гамильтониана позволяет найти величину сверхтонких уровней энергии. В нулевом поле полный угловой момент $f = s + i$ является хорошим квантовым числом, тогда как в сильных полях ($\mu_e B \gg a$) проекции спинов m_s и m_i (а значит и m_f) будут хорошими квантовыми числами. Собственные значения гамильтониана обычно располагают в порядке увеличения энергии:

$$\begin{aligned}
E_a &= -\frac{1}{4}A_h - \frac{1}{2}A_h[1 + (\mu^+ B / A_h)^2]^{1/2} \\
E_b &= \frac{1}{4}A_h - \frac{1}{2}\mu^- B \\
E_c &= -\frac{1}{4}A_h + \frac{1}{2}A_h[1 + (\mu^+ B / A_h)^2]^{1/2} \\
E_d &= \frac{1}{4}A_h + \frac{1}{2}\mu^- B
\end{aligned} \tag{1.2}$$

где $\mu^\pm = g_e \mu_e \pm g_n \mu_n$.

Соответствующие волновые функции будут:

$$\begin{aligned}
|a\rangle &= \sin \theta |\uparrow\downarrow\rangle - \cos \theta |\downarrow\uparrow\rangle \\
|b\rangle &= |\downarrow\downarrow\rangle \\
|c\rangle &= \cos \theta |\uparrow\downarrow\rangle + \sin \theta |\downarrow\uparrow\rangle \\
|d\rangle &= |\uparrow\uparrow\rangle \\
\text{или} \\
|a\rangle &= |\downarrow\uparrow\rangle - \kappa |\uparrow\downarrow\rangle \\
|b\rangle &= |\downarrow\downarrow\rangle \\
|c\rangle &= |\uparrow\downarrow\rangle + \kappa |\downarrow\uparrow\rangle \\
|d\rangle &= |\uparrow\uparrow\rangle
\end{aligned} \tag{1.3}$$

где θ (параметр смешивания) определен как:

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{A_h}{(g_e \mu_B + g_n \mu_n) B}$$

В (1.3) символ $|\downarrow\uparrow\rangle$ обозначает состояние с электронным спином вниз и ядерным вверх, также может обозначаться как $|\downarrow\uparrow\rangle$.

Атомы в сверхтонких состояниях a и b также обозначают как $H\downarrow$, так как они затягиваются магнитным полем (high field seekers), а атомы в c - и d -состояниях соответственно $H\uparrow$ (low field seekers), так как они вытесняются градиентом магнитного поля в области более слабого поля.

На Рис. 1.1 приведена диаграмма Раби-Брайта, на которой показано снятие вырождения сверхтонких уровней при появлении внешнего магнитного поля.

Как было сказано ранее, атом водорода обладает отличными от нуля электронным и ядерным магнитным моментом, таким образом, между сверхтонкими уровнями возможны переходы с изменением как ядерного, так и электронного спина. Сплошными линиями указаны переходы, разрешенные правилами отбора – $\Delta S = \pm 1, \Delta I = 0$ – электронный парамагнитный резонанс, тогда как $\Delta S = 0, \Delta I = \pm 1$ ядерный магнитный резонанс; пунктирной линией обозначен так называемый запрещенный (правилами отбора) переход (эффект Оверхаузера).

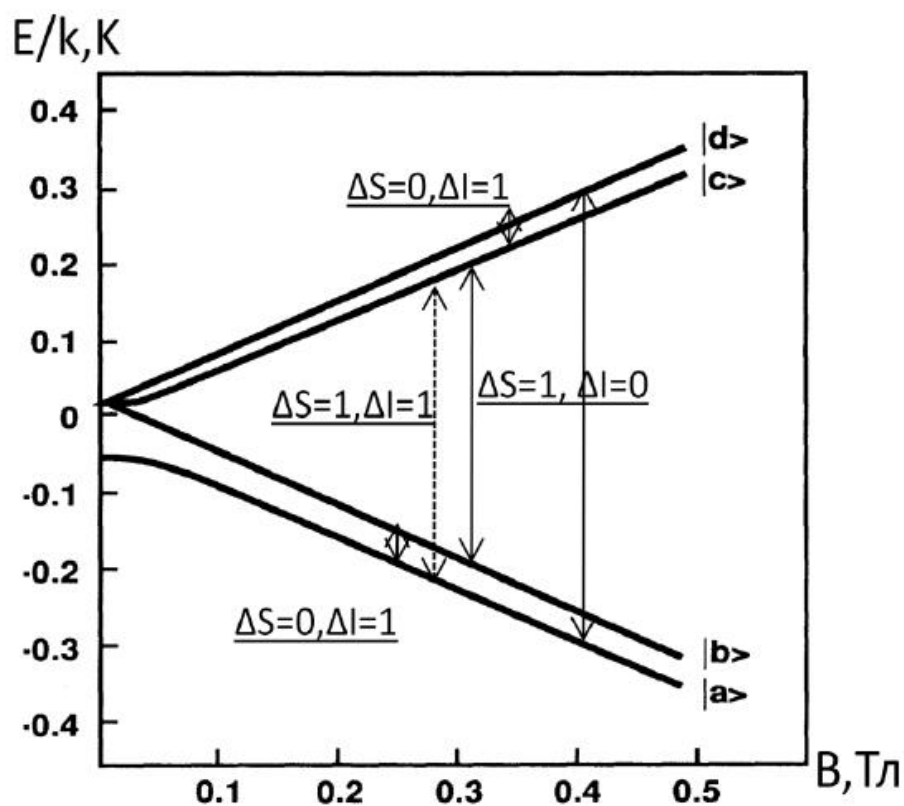


Рисунок 1.0.1. Диаграмма снятия вырождения сверхтонких уровней в магнитном поле. Стрелками показаны возможные энергетические переходы.

На рис. 1.2 дана та же диаграмма уровней с указанием переходов и значений магнитного поля, использовавшихся в настоящем эксперименте.

Согласно (1.2) при $B=0$ энергия верхнего трижды вырожденного уровня равна $A_h/4$. При отличном от нуля внешнем магнитном поле вырождение снимается, и энергия состояния d , E_d , линейно возрастает с увеличением поля B . Её также в начальный момент времени равна $A_h/4$, но с ростом B

линейно убывает. E_a и E_c характеризуются отличными от b и d состояний зависимостями от внешнего поля B . При малых B зависимость носит квадратичный характер, но при сильных полях аппроксимируются прямыми.

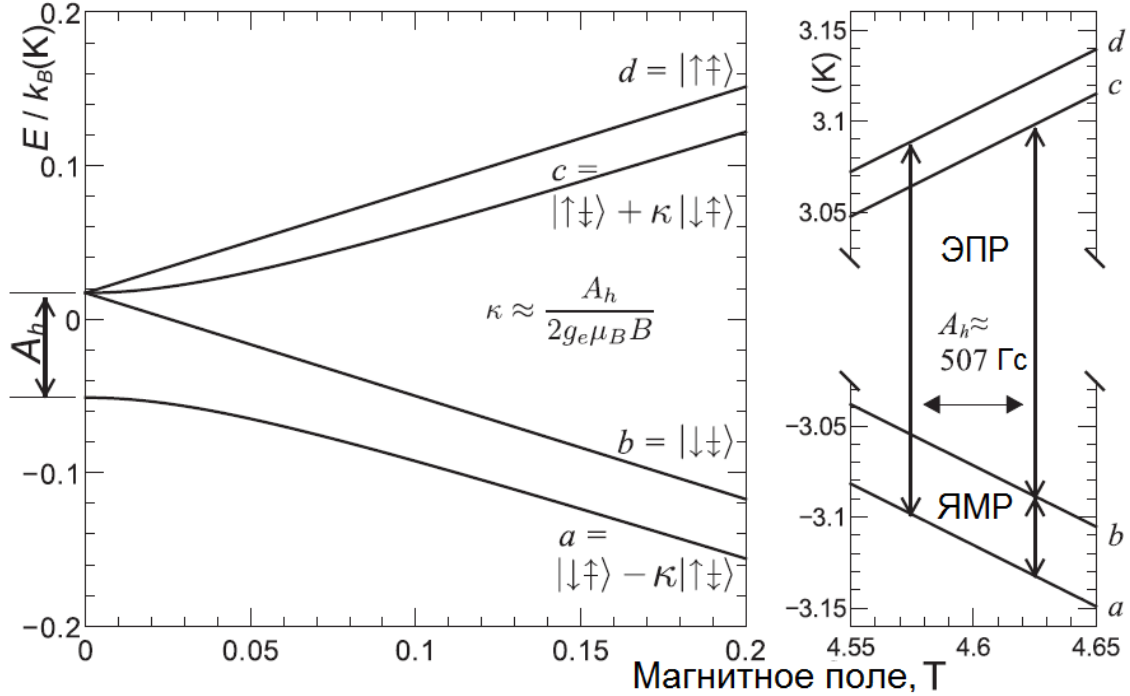


Рисунок 1.2. Диаграмма снятия вырождения сверхтонких уровней в магнитном поле. В правой части рисунка стрелками показаны энергетические переходы, использовавшиеся в эксперименте [9].

Критерий сильного поля же таков: $B \gg A_h/\mu^+$ и составляет 507 гаусс.

Состояния a и c смешанные и включают в себя примесь $\kappa \approx A_h / 2g_e\mu_B B$ состояний с противоположно направленным электронным спином в приближении сильного поля, в то время как состояния b и d являются чистыми.

Т.к. Н атомы в состояниях a и b с электронными спинами, направленными вниз ($H\downarrow$), затягиваются в область с высоким магнитным полем, а атомы в состояниях c и d с электронными спинами вверх ($H\uparrow$) выталкиваются из неё, становится возможным накопить $H\downarrow$ в области с высоким магнитным полем. При температуре $T = 0,5$ К и магнитном поле $B = 4,6$ Т доля атомов в состояниях с электронным спином вверх $n(H\uparrow) / n(H\downarrow) \approx \exp(-2\mu_B B/k_B T) \sim 10^{-10}$

и быстро убывает с уменьшением температуры. Поскольку максимум статического магнитного поля не может быть создан в свободном пространстве, образец накапливаемый в высоком магнитном поле должен быть ограничен физическими стенками. Взаимодействие между Н и Не достаточно слабое, так что до температур порядка 100мК можно стабилизировать Н↓ в камере со стенками покрытыми жидким гелием на время от нескольких минут до нескольких часов.

Ниже приведены частоты переходов между сверхтонкими уровнями, соответствующими стационарному магнитному полю 4.6 Тл, используемому в эксперименте:

$$\begin{aligned} \nu_{ab} &= 911 \text{ МГц} \\ \nu_{ad} &= 129,66 \text{ ГГц} \\ \nu_{bc} &= 128,13 \text{ ГГц} , \\ \nu_{cd} &= 511 \text{ МГц} \end{aligned} \quad (1.4)$$

[1].

1.2 Механизмы рекомбинации и релаксации в спин-поляризованном атомарном водороде

Одной из особенностей молекулярного водорода является наличие спиновой изомерии его молекул. Каждая молекула водорода состоит из двух атомов, соединенных ковалентной связью. Протон, как и электрон, имеет магнитный момент, связанный с наличием спина. В случае если в молекуле Н₂ спины двух ядер (протонов) спарены через триплетный потенциал (I=1, J-четное), данный изомер называют ортоводородом, в противоположном случае взаимодействие осуществляется через синглетный потенциал (I=0), данное состояние получило название параводород. Соотношение между орто- и пара- изомерами при нормальных условиях 3:1, в то же время при низких температурах пара- фракция преобладает (99.95% при 20К).

Электронно-поляризованный газ атомарного водорода, состоящий из a и b атомов не стабилен по отношению к рекомбинации, т.е. к образованию молекул из атомов. Процессы протекают в соответствии с двумя механизмами: $a+b=орто\ H_2$, $a+a=пара\ H_2$. Для осуществления данных реакций необходимо третье тело для выполнения законов сохранения энергии и импульса. Если третья частица, уносящая освободившуюся при столкновении энергию, отсутствует, то обращение спина запрещено законами сохранения.

$$H + H + M = H_2 + M + E, \text{ где } E=4.48\text{эВ}$$

Таким образом, для того чтобы произошла рекомбинация, по крайней мере, три частицы (трехчастичная рекомбинация или рекомбинация третьего порядка) должны столкнуться одновременно, что при низкой плотности объемного газа крайне маловероятно. В то же время, на поверхности любое столкновение двух атомов (двухчастичная рекомбинация) может привести к рекомбинации, так как атомы поверхности могут сыграть роль третьего катализирующего тела. В качестве третьего тела (М) может выступать атом водорода, атом гелия, или атомы материала стенок. Так как при температурах порядка 100мК, давление насыщенных паров гелия ничтожно мало, то можно утверждать, что при малых плотностях объемного газа Н подавляющая часть рекомбинационных процессов протекает на поверхностях. В целях замедления рекомбинации, стенки покрывают пленкой сверхтекучего гелия, что приводит к значительному уменьшению ван-дер-ваальсового взаимодействия атомов водорода и стенок.

Согласно выражениям для механизмов рекомбинации, при отсутствии атомов a -состояния в экспериментальной ячейке, газ, состоящий только из атомов b -состояния должен оставаться стабильным. В качестве показателя стабильности образца можно использовать так называемое значение поляризации $p = (n_b - n_a)/(n_b + n_a)$ или $p' = n_b / n_a$ которое характеризует отношение числа атомов дважды поляризованного газа к числу атомов a -состояния. Это отношение во многом зависит от плотности и температуры

газа. Данный факт используется во многих экспериментах с газом атомарного водорода для получения чистого b -состояния. В частности, в связи с первоочередной рекомбинацией атомов a -состояния, используется предварительное сжатие для получения чистого дважды поляризованного газа. В то же время, стоит отметить, что b -состояние не является абсолютно стабильным, и также подвержено распаду. Существует два механизма образования молекул из дважды поляризованного газа атомарного водорода. Первый - релаксация b -состояния в a под действием флуктуаций магнитного поля (одночастичная релаксация), вследствие чего происходит дальнейшая рекомбинация по механизму $a+b=orthoH_2$. Важно отметить, что спиновая релаксация может быть вызвана взаимными столкновениями атомов, приводящих к перевороту спина и последующей рекомбинации.

Поляризованные молекулы могут также быть получены в результате воздействия СВЧ поля для осуществления $b \rightarrow c$ перехода, в результате которого c -атомы, образовавшиеся в результате данного процесса рекомбинируют на поверхности с b атомами с образованием ортоводорода. В то же время существует вероятность параллельного процесса, в результате которого c -атомы могут исчезнуть. (Если будут иметь место соударения атомов с переворотом спина, $c+a=d+b$, с последующим образованием параводорода, так как d -атомы рекомбинируют с b -атомами) [9].

1.3 Столкновительный сдвиг резонансных линий

Согласно основам теории магнитного резонанса, частота, на которой происходит поглощение энергии, определяется величиной стационарного магнитного поля. В то же время, изучение системы атомарного водорода при сверхнизких температурах позволяет выделить механизмы сдвига линии от заданной частоты, в частности – столкновительный сдвиг (cold collision shift), сдвиг линии вследствие взаимодействия образца со стенками

экспериментальной ячейки (wall shift), а также дипольный сдвиг частоты (dipolar shift).

Несмотря на низкие температуры, в системе трехмерного газа атомарного водорода присутствуют столкновения между атомами, приводящие к сдвигу спектральных линий. Сдвиг спектральных линий вследствие соударений атомов холодного газа называют столкновительным сдвигом (cold collision shift), причиной которого является разница в энергиях взаимодействия в присутствии и отсутствии радиочастотного поля [10]. Столкновительный сдвиг в настоящее время интенсивно изучается в связи с созданием эталонных атомных часов, криогенных мазеров, а также атомных фонтанов. Анализ показывает, что существует небольшой сдвиг линии для дважды поляризованного газа, т.е. вызванный столкновением атомов одного сверхтонкого состояния. В то же время, присутствие в экспериментальной ячейке одновременно атомов двух разных сверхтонких состояниях, имеющих разные проекции ядерного спина (например, a и b), провоцирует значительно больший частотный сдвиг [3]. Столкновительный сдвиг является линейной функцией плотности атомов, и экспериментально может быть изучен в виде зависимости сдвига резонансных кривых от плотности частиц.

Исследование сдвига [3] для перехода b - c показало что он зависит от концентраций атомов в двух состояниях: $\Delta B_{bc} = C_{bb}n_b + C_{ba}n_a$, где коэффициент C_{bb} мал. На рис. 2.3 дана зависимость величины сдвига для линии b - c в зависимости от n_a . Для перехода a - d сдвиг будет зависеть как $\Delta B_{ad} = C_{ab}n_b + C_{aa}n_a$, но т.к. $n_b \gg n_a$ второй член становится пренебрежимо малым. Из этих экспериментов можно сделать вывод, что столкновительный сдвиг велик в случае, когда присутствует фаза в другом сверхтонком состоянии, у которого отличается проекция ядерного спина.

1.4 Эффекты, связанные с движением атомов

Времяпролётное уширение. Времяпролётное уширение (time-of-flight, TOF) возникает из-за конечности времени, в течение которого газ взаимодействует с радиочастотным полем. Этот эффект важен в трехмерном случае при достаточно низких плотностях $\leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$, когда движение атомов имеет баллистический характер. При высоких плотностях $\text{H}\downarrow$ движение атомов приобретает диффузионный характер из-за высокого уровня столкновений, и атомы дольше взаимодействуют с радиочастотным полем. Времяпролётное уширение может быть уменьшено путем ограничения атомов в область пространства, где возбуждающее поле однородно. Форма линии из-за времяпролётного уширения представляет собой Фурье-преобразование возбуждения, которое претерпевает атом, пролетающей через область СВЧ поля.

Величину уширения можно оценить из времени, которое атом затрачивает на пролёт через область СВЧ-поля. Ширина области возбуждения около 1 мм. Для средней тепловой скорости $v_{th} \approx 5 \times 10^3 \text{ см/с}$ атомов, взаимодействующих с полем в течение времени порядка $5 \times 10^{-5} \text{ с}$ уширение будет порядка 10 мГц.

Допплеровское уширение. Из-за теплового движения наблюдается доплеровский эффект сдвига частоты СВЧ возбуждения для атомов. Допплеровское уширение согласно [11] будет:

$$\Delta f_D \approx f_0 \frac{v_{th}}{c}$$

и приводит к гауссовой форме линии. В единицах магнитного поля доплеровское уширение для H будет даваться выражением $\Delta f_D \approx 10 T^{1/2} \text{ мГц} \times \text{K}^{-1/2}$, которое даёт значение $\Delta f_D \approx 6 \text{ мГц}$ при 0,3 К. Т.е. эффект сравним с времяпролётным уширением. Как и времяпролётное доплеровское уширение подавляется при высоких плотностях, когда движение атомов имеет диффузионный характер [9].

Глава 2. Экспериментальная часть

Экспериментальная часть дипломного проекта была реализована в группе атомарного водорода лаборатории Вихури университета г. Турку (Финляндия) весной 2011г. под руководством С.А.Васильева. В данном разделе производится подробное описание криогенных элементов установки, ЭПР-спектрометра, а также приведены и проанализированы данные, полученные в результате эксперимента.

2.1 Устройство экспериментальной установки

Всю совокупность устройств, входящих в состав экспериментальной установки можно условно разделить на несколько основных функциональных узлов

- Рефрижератор растворения
- Рефрижератор откачки паров ^3He
- ЭПР-спектрометр
- Система подачи и диссоциации водорода
- Сверхпроводящий магнит
- Экспериментальная ячейка
- Дьюар с жидким гелием

Экспериментальная установка представляет собой 128 ГГц ЭПР-спектрометр [12], совмещенный с двумя криогенными рефрижераторами. Для поддержания низких температур в течение эксперимента установка помещается в дьюар с жидким гелием. Спектрометр позволяет производить измерения как стационарным, так и импульсным методом. Для охлаждения системы использовались два криогенных рефрижератора - рефрижератор растворения, предусмотренный для охлаждения экспериментальной ячейки, а также рефрижератор, работающий по принципу откачки паров жидкого ^3He , предназначенный для охлаждения диссоциатора - устройства, получающего

атомарный водород из молекулярной фракции путем электрического разряда. Конструктивно диссоциатор представляет собой спиральный резонатор, работающий на частоте 349 МГц при температуре порядка 0.7 К, когда холодопроизводительность рефрижератора откачки выше, чем рефрижератора растворения. Для создания магнитного поля был использован сверхпроводящий магнит, производящий поле 4.6 Тл, в центре которого расположена экспериментальная ячейка. Для непосредственного исследования образца предусмотрен резонатор Фабри-Перо, представляющий собой пару зеркал, одно из которых вогнутое, другое плоское. Температура криогенных устройств измеряется предварительно калиброванными RuO₂ термометрами, измерение сопротивления которых осуществляется мостовым методом.

2.2 Устройство и принцип работы криогенного спектрометра

Высокая чувствительность метода ЭПР обусловлена высокими энергиями квантов СВЧ-поля, поглощаемых образцом при резонансе, что в свою очередь накладывает ряд технических проблем по сбору и анализу экспериментальных данных. Одной из особенностей ЭПР-эксперимента является разрушение в процессе исследования образца атомарного водорода квантами СВЧ-поля, порождающими рекомбинацию, что предопределяет необходимость использовать для анализа мощности порядка пиковатт. В то же время, сложность в работе с частотами СВЧ диапазона диктует необходимость их конверсии, что обычно реализуется путем применения гетеродинных смесителей, позволяющих понижать рабочие частоты до значений, удобных для их измерения. Технически это реализуется путем смешивания рабочей частоты и частоты высокостабильного генератора.

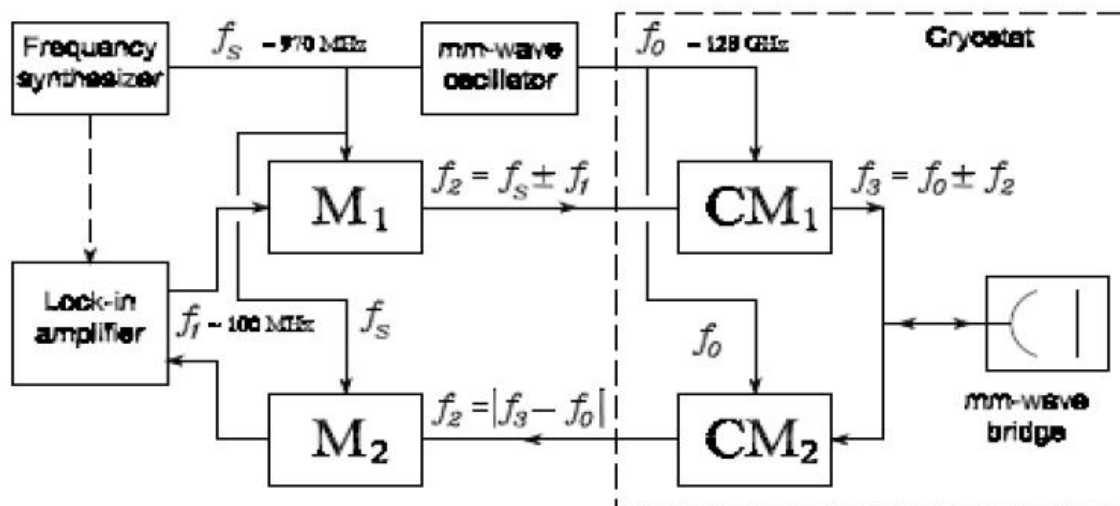


Рисунок 2.1. Блок-схема ЭПР-спектрометра. M1 и M2 – смесители, работающие при комнатной температуре и использующиеся на первом этапе преобразования частоты. CM1 и CM2 – низкотемпературные смесители, функционирующие при 1.5K [12].

Принцип действия ЭПР-спектрометра в лаборатории спин-поляризованного атомарного водорода в г. Турку основан на двойной конверсии частоты, путем использования двух гетеродинов, первый из которых низкотемпературный и функционирует при температуре порядка 1.5K, второй – при комнатной, см. рис. 2.1. Во время подготовки к проведению экспериментов нами были сделаны некоторые изменения плане генерации сигнала возбуждения и снятия данных: теперь в качестве радиочастотного первого гетеродина используется не генератор фазочувствительного детектора, а отдельный двухканальный генератор радиочастотных импульсов произвольной формы PulseBlaster DDS-II-300 фирмы SpinCore Inc. При проведении экспериментов по непрерывному ЭПР с генератора PulseBlaster подаётся непрерывная радиочастотная мощность (95 МГц), которая затем делится на две части: одна идёт далее в спектрометр на преобразователь частоты, другая на вход фазочувствительного детектора в качестве, и используется сигнала базовой частоты при детектировании отклика (сигналов поглощения и дисперсии) из резонатора спектрометра. В экспериментах по импульсному ЭПР схема работы несколько иная. Генератор PulseBlaster подаёт импульсы радиочастотой мощности на той же

частоте 95 МГц определенной амплитуды и длительности ($1 \div 20$ мкс) через некоторые одинаковые паузы (~ 50 мкс). Количество импульсов, подаваемых генератором регулируется, также его можно сделать бесконечным. Сразу после окончания импульса на выходе из спектрометра будет некоторый сигнал спада свободной индукции, который и поступает через делитель мощности на вход платы АЦП Agilent Acqiris Analyzer AP-240. Данное устройство оцифровывает и усредняет сигналы свободной индукции (с частотой дискретизации 1 ГГц) после каждого импульса. Усреднив заранее заданное количество спадов СИ, АЦП передаёт результат оцифровки в ПК, где алгоритмами быстрого преобразования Фурье вычисляется результирующий спектр импульсного ЭПР. Для синхронизации работы генератора PulseBlaster и АЦП Acqiris, сигнал с цифрового выхода PulseBlaster в качестве триггера для АЦП Acqiris. См. рис. 2.2.

Типичное время снятия одного спектра:

- непрерывный ЭПР: $10 \div 60$ с
- импульсный ЭПР: $0,2 \div 20$ с

Процесс преобразования частоты сигнала, поступающего от генератора PulseBlaster к ЭПР-резонатору, функционирующему на 128,2 ГГц можно условно разделить на несколько этапов. На первом происходит смешивание частот высокостабильного генератора (frequency synthesizer), производящего сигнал на фиксированной частоте 965,2 МГц, и сигнала PulseBlaster (95 МГц) в смесителе М1, после чего верхняя полоса отсекается полосовым фильтром. Далее сигнал от генератора умножается и поступает на диод Ганна (mm-wave oscillator), работающего при 41-43 ГГц сигнал которого умножается на 3, после чего происходит повторное смешивание сигналов (128 ГГц) и 880 МГц, в криогенном смесителе СМ1 и далее точно соответствующий частоте ЭПР-перехода сигнал подается на Фабри-Перо резонатор. Обратное преобразование осуществляется аналогичным способом путем использования криогенного смесителя СМ2 и комнатного М2. На последней стадии, как было сказано выше, преобразования, сигнал, поступающий от резонатора, -

поглощения и дисперсии обрабатывается ФУ и после аналогово-цифрового преобразования выводится на компьютер. Чувствительность данного спектрометра имеет характерную зависимость от прикладываемой мощности возбуждения ЭПР-переходов и при 20 пВт составляет 2×10^9 спинов/Гц.

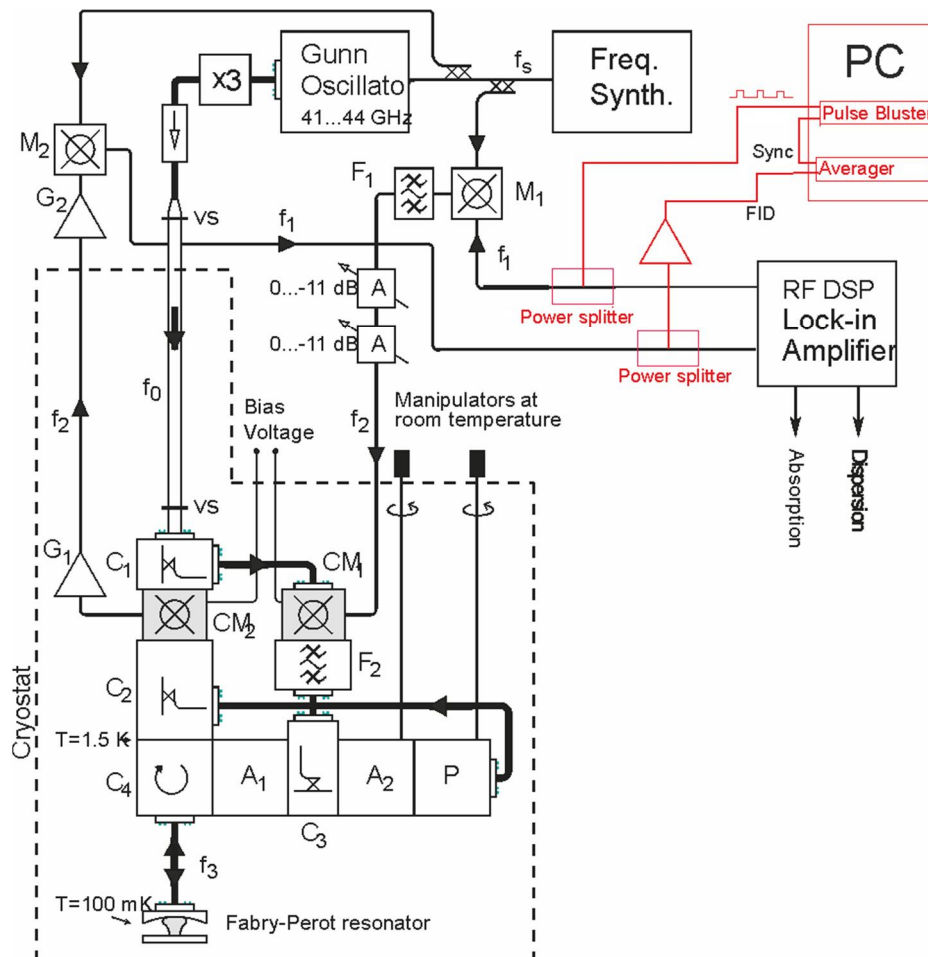


Рисунок 2.2. Схема спектрометра: А – аттенуатор, С – разветвитель мощности/направленный ответвитель, F – фильтр, G – усилитель, М – СВЧ смеситель, and CM - криогенный смеситель миллиметрового диапазона. Красным показаны изменения в схеме по сравнению с предыдущей версией спектрометра ([12]).

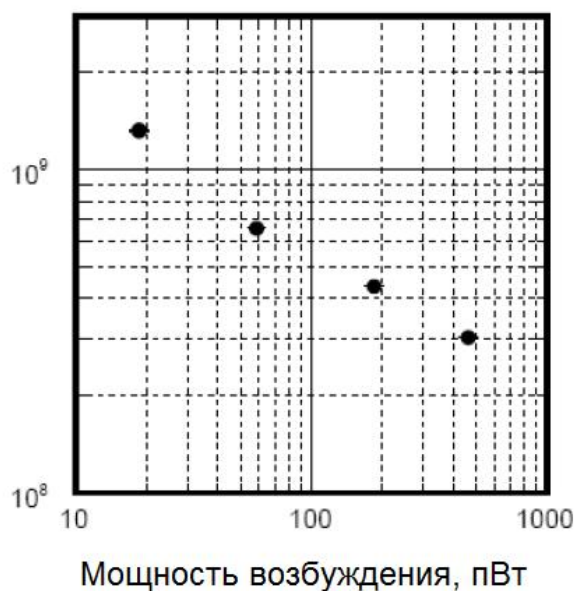


Рисунок 2.3. Чувствительность спектрометра при различной мощности возбуждения.

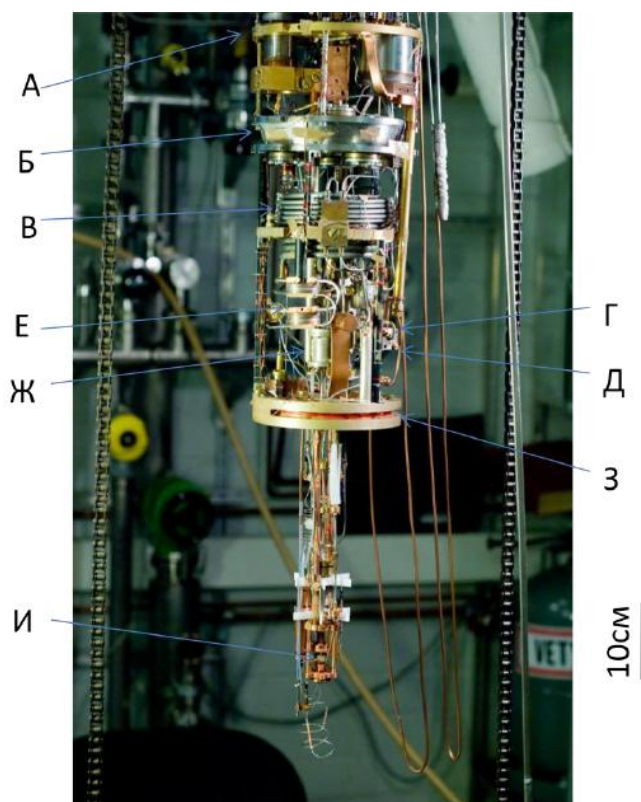


Рисунок 2.4. Фотография рефрижератора растворения с криогенными элементами спектрометра. А - Одноградусная пластина; Б - Камера испарения; В - непрерывный теплообменник; Г – СМ2; Д – СМ1; Е – Ступенчатый теплообменник; Ж – диссоциатор; З – Камера растворения; И – экспериментальная ячейка и Фабри-Перо резонатор.

Как было указано ранее, условиями стабилизации образца атомарного водорода являются предельно низкие температуры и наличие сильного магнитного поля. В случае спин-поляризованного атомарного водорода ($H\downarrow$),

поля в несколько Тл достаточно, чтобы стабилизировать образец. Газ атомарного водорода получается в криогенном диссоциаторе при $T=0,7\text{K}$, откуда под действием градиента магнитного поля атомы переходят в экспериментальную ячейку. Стационарное магнитное поле 4,6Тл создается сверхпроводящим магнитом. Точная настройка поля и дальнейшая развертка производится вспомогательной катушкой, работающей в диапазоне 570Гс, позволяющей переключаться между линиями $a-d$ и $b-c$, отстоящими друг от друга на 540 Гс. Для устранения неоднородностей магнитного поля, предусмотрен набор шиммов (L_z , L_x , L_y , L_{z2}), представляющих собой катушки Гельмгольца и анти-Гельмгольца. Для обеспечения однородности поля в вертикальном направлении, предусмотрена градиентная катушка Максвелла, создающая градиент порядка 0.6 Гс/мм при токе 1.5А.

2.3 Устройство экспериментальной ячейки. Ход эксперимента

Как известно в сильных магнитных полях резонансные линии уширяются из-за неоднородностей поля, и для того, чтобы разрешить небольшие сдвиги уровней становится необходимым использовать газ с относительно большой концентрацией. Однако, у образцов с высокими концентрациями есть другая особенность – поглощение электромагнитной энергии становится большим по сравнению со всеми остальными потерями в резонаторе и приводит к искажению и уширению резонансных линий. Чтобы решить эти проблемы научной группой лаборатории Вихури была создана специальная экспериментальная ячейка (Рис. 2.5), в которой водород гидравлически сжимается до малого объема (EV) расположенного в канале диаметром 0,5 мм, проходящем через резонатор Фабри-Перо. Газ в EV слабо связан с резонатором через небольшое радиочастотное поле, распространяющееся вниз на расстояние примерно равное радиусу канала. Коэффициент заполнения резонатора около 10^{-3} , и отклик с резонатора остается линейным

вплоть до концентраций $n \approx 10^{18} \text{см}^{-3}$. Для сжатия Н газа его объем уменьшается, путем повышения уровня гелия в канале. Емкостной датчик уровня в резервуаре позволяет контролировать уровень гелия в верхней части сжимаемого объема с точностью $\sim 30 \text{мкм}$.

Конструктивно экспериментальная ячейка представляет собой резонатор Фабри-Перо, а также резервуар, в котором осуществляется сжатие газа атомарного водорода жидким гелием. Для измерения степени сжатия предусмотрен уровнемер жидкого гелия, обозначенный на Рис. 2.5, Рис. 2.6 как FR и А соответственно.

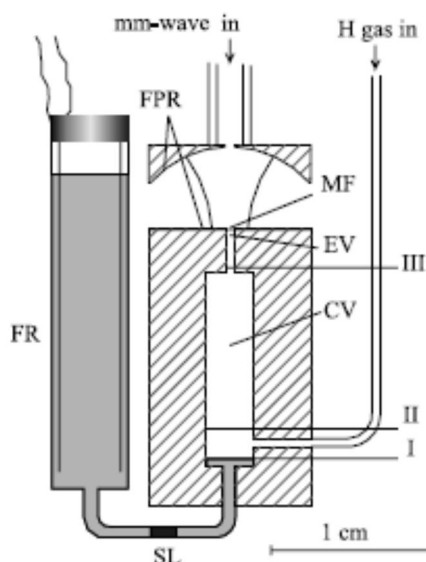


Рисунок 2.5. Схематический чертеж экспериментальной ячейки. FPR – плоское и сферическое зеркала ЭПР резонатора Фабри-Перо; MF–12мкм майларовая фольга; FR–резервуар с датчиком уровня жидкого гелия; CV – сжимаемый объем; EV – канал, связывающий CV и FPR; SL–сверхтечь; I, II, III – уровни гелия на разных стадиях сжатия.

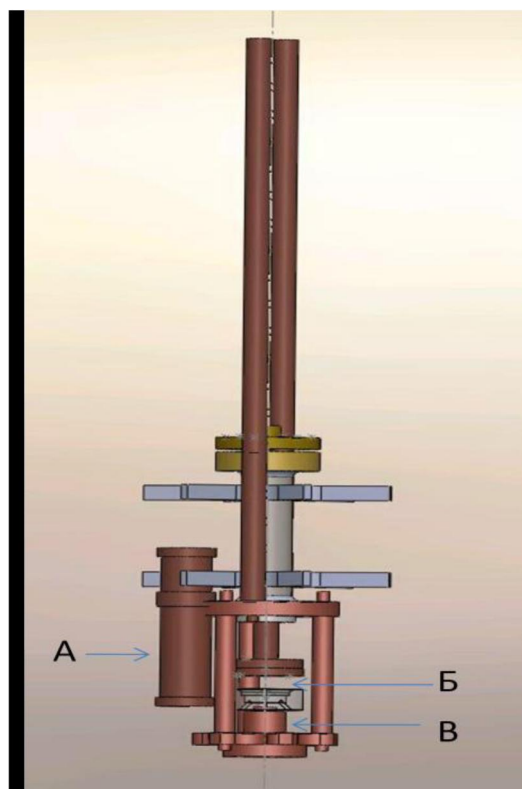


Рисунок 2.6. Экспериментальная ячейка. А - уровнемер; Б - резонатор Фабри-Перо; В - резервуар сжатия образца атомарного водорода (ячейка с образцом).

Резонатор Фабри-Перо, настроенный на 128 ГГц (FPR), функционирует на мо-де TEM_{006} и имеет добротность порядка 2000. Конструктивно он представляет собой систему двух отражателей, один из которых вогнутый, второй – плоский. В нижнем зеркале имеется небольшое отверстие, в которое вставлен капилляр (EV), соединяющий зеркало резонатора с объемом сжатия (CV). Данным способом осуществляется связь между резонатором и объемом сжатия образца путем “провисания” электромагнитного поля внутрь капилляра и CV, где оно также имеет три локальных максимума. Диапазон настройки резонатора составляет порядка $128 \pm 0,5$ ГГц. Необходимо принять во внимание, что охлаждение до температуры жидкого гелия (4.2K) увеличивает частоту на 1,5 ГГц, в то же время заполнение ячейки гелием, снижает ее на 2,5 ГГц. Сдвиги измеряются в предварительных тестах и учитываются затем при настройке резонатора при комнатной температуре.

Для проведения исследования образца методом ядерного магнитного резонанса, предусмотрена небольшая катушка-излучатель, позволяющая

возбуждать a - b переход на частоте 910 МГц и закрепленная в непосредственной близости от основного ЭПР-резонатора.

Предварительно диссоциированный на атомы водород подается в камеру через капилляр (H-gas in) подачи, при этом камера должна быть открыта, для нагнетания образца внутрь объема сжатия. Регулировка уровня гелия основана на так называемом фонтанном эффекте, т.е. повышении уровня гелия в резервуаре с более высокой температурой за счет перетекания из объема, температура которого ниже. Таким образом, регулируя степень нагревания FR можно добиться соответственно понижения или повышения уровня жидкого гелия в объеме сжатия, то есть можно осуществлять напуск образца водорода в объем, нагревая FR, вызывая отток гелия из объема сжатия, или производить компрессию, уменьшая нагрев FR, значительно повышая при этом плотность газа атомарного водорода в объеме сжатия. Для окончательного сжатия предусмотрен небольшой капилляр (EV), соединенный одним концом с резервуаром сжатия, а вторым с нижним зеркалом резонатора. В данной полости возможно значительное сжатие образца и как следствие увеличение плотности газа на несколько порядков. Прежде всего, об этом можно судить по увеличению амплитуды сигнала ЭПР. Измерение уровня гелия в уровнемере (FR) осуществляется колебательным контуром на туннельном диоде, емкость которого варьируется пропорционально уровню жидкости в резервуаре. Схема подобного устройства была подробно рассмотрена в работе [13]. Соответственно при изменении уровня гелия в уровнемере происходит изменение резонансной частоты контура. Данный метод является высокоточной методикой определения количества гелия в уровнемере. Используя тот факт, что при распаде образца уровень гелия в объеме сжатия повышается, существует возможность определения динамики изменения плотностей образца атомарного водорода. Данный метод позволяет регистрировать изменения частоты порядка десятых долей герца при полном

изменении порядка сотен килогерц, таким образом, изменение уровня гелия может быть определено с точностью порядка 30мкм.

Альтернативным устройством по проведению анализа рекомбинационных процессов является использование термостабилизатора. Так как камера растворения рефрижератора, являясь самым холодным узлом установки ($T_{mc} \sim 50 \div 100$ мК), имеет слабую тепловую связь с экспериментальной ячейкой ($T_{sc} \sim 200 \div 400$ мК), то для стабилизации температуры ячейки и камеры растворения к ним осуществляется необходимый теплоприток. В результате рекомбинационных процессов приток тепла к ячейке увеличивается, вследствие чего выделение тепла стабилизатора уменьшается. Таким образом, анализируя вариации напряжения термостабилизатора можно проводить детальное исследование рекомбинационных процессов и делать выводы об изменении плотности образца в объеме сжатия.

Эксперимент начинается с заполнения CV водородными атомами с состояниях a и b с равными концентрациями $\approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температуре $T = 200\text{-}420$ мК и уровне гелия на позиции I (рисунок 2.3.). Затем уровень повышается до положения II, тем самым канала подачи водорода перекрывается. Атомы в примесном состоянии a рекомбинируют значительно быстрее, чем в состоянии b , т.е. газ быстро приходит в новое состояние с $p = n_b/n_a \gg 1$. Степень поляризации сильно зависит от температуры газа и концентрации, увеличиваясь с ~ 10 при 300мК до ≥ 100 при ~ 200 мК. При высоких значениях p улучшается стабильность образца. Затем газ дополнительно сжимается подачей гелия (позиция III). После завершения сжатия образцу продолжает рекомбинировать. Концентрация и давление газа уменьшается, что регистрируется по изменению (уменьшению) уровня гелия в FR и уменьшению площади под линиями ЭПР. При достаточно сильном сжатии образец превращается в пузырь, который быстро сжимается под действием поверхностного натяжения гелия [14].

2.4 Работа импульсного генератора радиочастотных сигналов произвольной формы PulseBlaster DDS 300-II

Как уже было сказано, выше в качестве гетеродина в ЭПР-спектрометре используется импульсный генератор радиочастотных сигналов произвольной формы PulseBlaster DDS 300-II компании SpinCore.



Рисунок 2.7. Фотография импульсного генератора радиочастотных сигналов произвольной формы PulseBlaster DDS 300-II.

Генератор используется как для получения непрерывного сигнала (для непрерывного ЭПР и ЯМР), так и для генерирования последовательностей импульсов, позволяющих реализовать эксперименты по импульсному ЭПР, ЯМР и ДЭЯР.

Генератор PulseBlaster имеет следующие ключевые особенности (перечислены только используемые):

- Два независимых радиочастотных канала, с частотным диапазоном от 5кГц до 100МГц.
- Четыре векторных прерывания с программируемыми обработчиками.
- 1024 частотных, 128 фазовых и 1024 амплитудных регистра для каждого канала.

- Программируемый регистр стартового адреса импульсной программы, который позволяет запрограммировать в устройство несколько программ и производить их выбор путём изменения значений в этом регистре.

Остальные спецификации даны в таблице 1.

Таблица 1. Спецификации PulseBlaster DDS 300-II

	Параметр	Мин. значение	Типовое значение	Макс. значение	Единицы
Аналоговый выход	Частота дискретизации ЦАП	□	300	□	МГц
	Точность дискретизации ЦАП	□	□	14	бит
	Размах выходного напряжения	□	□	1,2	Вольт
	Точность фазы	□	□	0,09	град.
	Частотное разрешение	□	0,28	□	Гц
Цифровой выход	Число цифровых выходов	□	4	12	штук
	Напряжение логич. 1	□	3,3	□	Вольт
	Напряжение логич. 0	□	0	□	Вольт
	Выходной ток	□	□	25	мА
	Время фронта	□	□	< 1	нс
Цифровой вход	Напряжение логич. 1	1,7	□	4,1	Вольт
	Напряжение логич. 0	-0,5	□	0,7	Вольт
Импульсная программа	Количество инструкций	□	4К	□	слов
	Разрешение импульса	□	13,3	□	нс
	Длительность инструкции	66,6 нс	□	693 дня	□

Для питания платы генератора нужен 5В источник напряжения с коннектором типа Molex. Программирование, запуск и управление

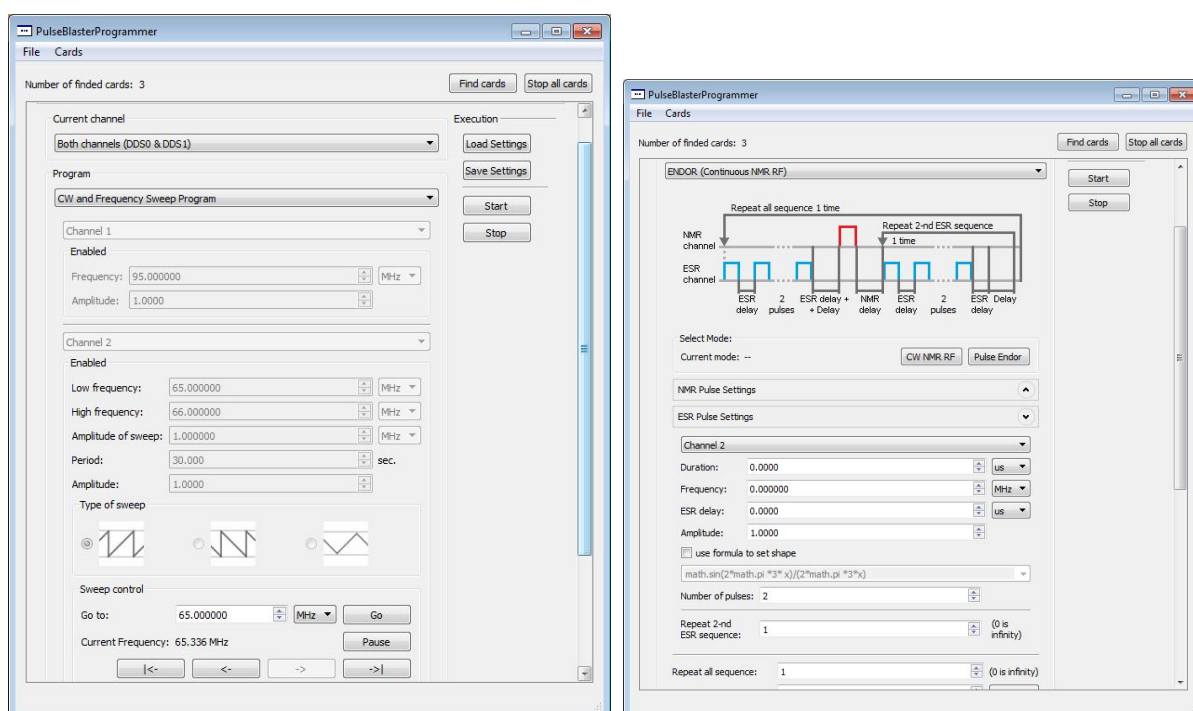
импульсной программой осуществляется с ПК посредством подключения платы к ПК по USB-интерфейсу. Для программирования генератора на исполнение желаемой импульсной программы производителем предлагается использовать специальную динамическую библиотеку для работы с генераторами семейства PulseBlaster spinapi.dll.

Вся работа с генератором по его подготовке (программированию) к проведению определенного эксперимента по магнитному резонансу (ЭПР, импульсный ЭПР и т.д.) можно представить собой следующую последовательность действий:

- Поиск и выбор нужного генератора PulseBlaster
- Инициализации платы генератора
- Задание необходимых значений частоты, фазы и амплитуды в соответствующие регистры частоты, фазы и амплитуды
- Задание формы огибающей для импульса. Одна огибающая на каждый канал
- Задание импульсной программы (импульсных программ), реализующей необходимую импульсную последовательность
- При необходимости задание импульсной подпрограммы – обработчика прерывания
- Инициализация стартового регистра адресом первой команды импульсной программы
- Разрешение перехвата прерываний с определенным номером, задание адреса подпрограммы-обработчика для каждого разрешенного прерывания
- Вызов функции запуска исполнения импульсной программы библиотеки spinapi.dll
- Закрывание сеанса коммуникации с генератором. Это действие никак не влияет на процесс выполнения генератором импульсной программы, т.е. к этому шагу она может как быть в процессе выполнения, так и нет

Каждая команда импульсной программы выполняется в течение заданного времени и содержит в себе указания, что должен делать генератор в течение этого времени: на какой канал подать радиочастотный сигнал, параметры сигнала, необходимо ли профилировать данный импульс (в случае если команда не выполняется бесконечное время), что делать после выполнения данной команды (перейти к следующей, перейти к команде с определенным адресом и т.д.).

В целях автоматизации и ускорения работы с генератором PulseBlaster была написана программа с графическим интерфейсом (см. рис. 2.8).



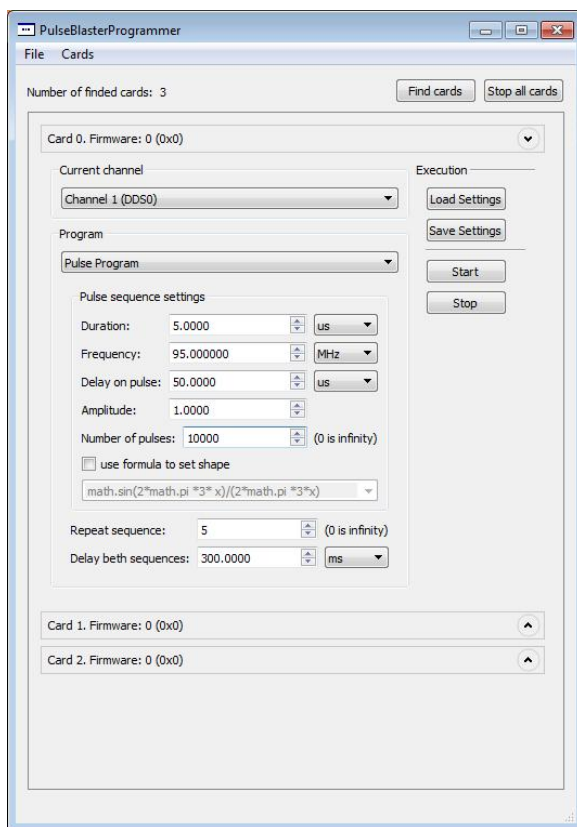


Рисунок 2.8. Снимки экрана программы.

Программа была написана на языке C++ в среде Microsoft Visual Studio 2008 Pro с использованием библиотеки графического интерфейса Qt 4.6.0.

Программа содержит подпрограммы, позволяющие реализовать следующие эксперименты по магнитному резонансу:

- Непрерывный ЭПР
- Импульсный ЭПР. Последовательность снятия спадов сигналов свободной индукции после импульсов возбуждения. Результирующий спектр представляет собой результат усреднения большого числа (порядка 1000-10000) таких спадов. Есть возможность задания огибающей импульса радиочастотной мощности
- Две подпрограммы импульсного ДЭЯР.
- Развертка частоты за заданное время в заданных частотных пределах. Может использоваться для непрерывных ЭПР и ЯМР с разверткой частоты, а не поля. Есть возможность совмещать развёртку частоты на одном из каналов с непрерывным сигналом фиксированной частоты на

другом. Эта возможность использовалась в одной из разновидностей ДЭЯР и поиске частоты ЯМР перехода.

Примеры спектрограмм профилированных импульсов и их Фурье-образы приведены на рисунках 2.9-2.11.

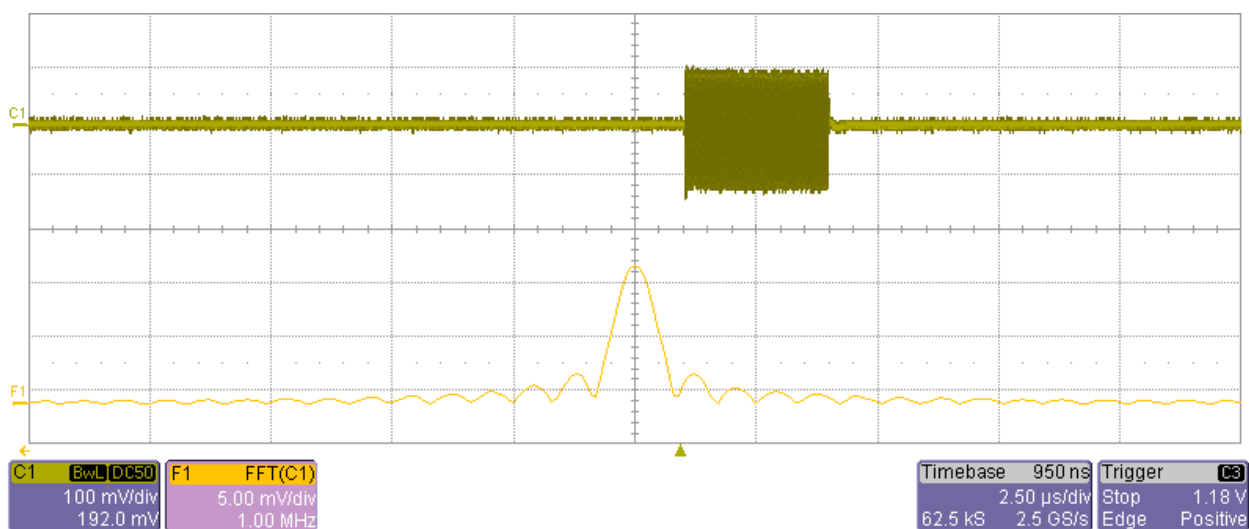


Рисунок 2.9. Импульс прямоугольной формы частоты 95МГц и длительности 3мкс.

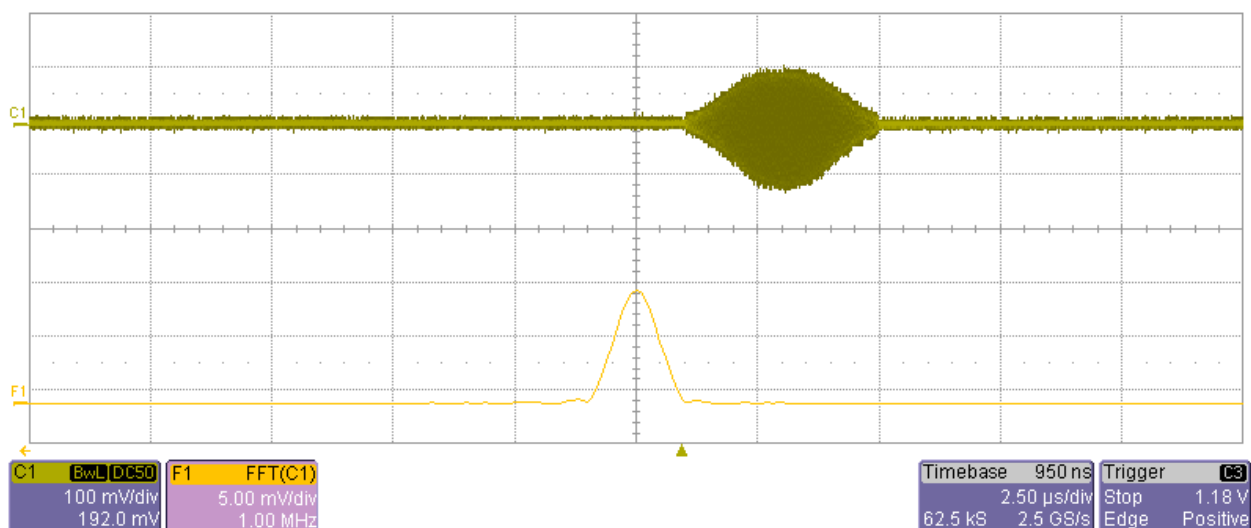


Рисунок 2.10. Импульс гауссовой формы частоты 95МГц и длительности 4мкс.

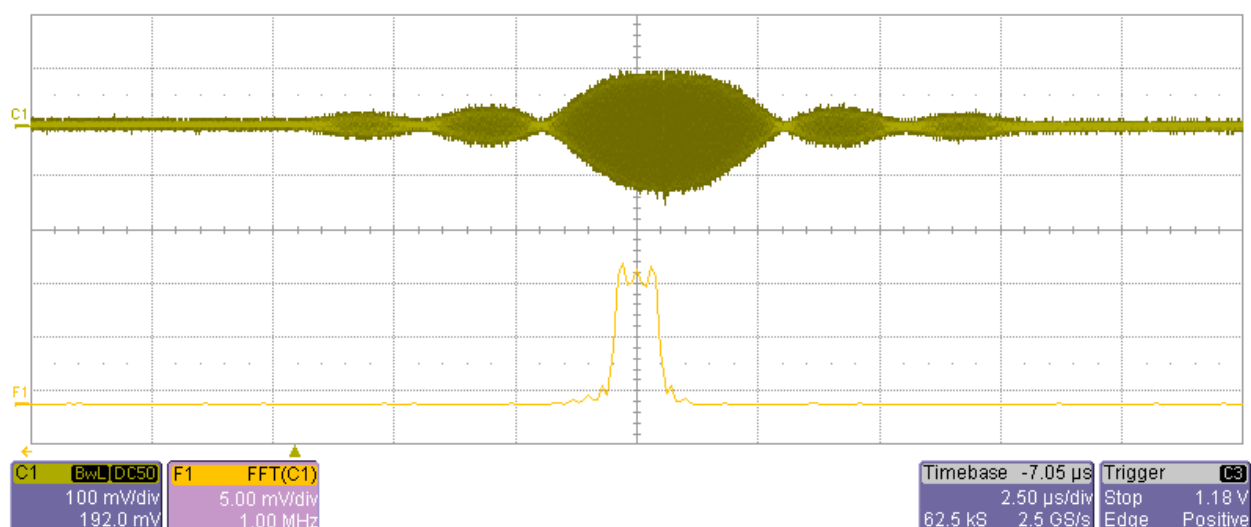


Рисунок 2.11. Импульс sinc формы частоты 95МГц и длительности 15мкс.

Глава 3. Результаты

3.1. Изучение столкновительного сдвига резонансных линий

Одной из целей магистерской работы было изучение явления столкновительного сдвига в поляризованном газе атомарного водорода методом импульсного ДЭЯР. Столкновительный сдвиг может быть экспериментально определен, как функция положения линии сигнала ЭПР от плотности атомов газа..

В ходе эксперимента было изучено, как наличие атомов третьего сверхтонкого состояния, не вовлеченного в резонанс, влияет на частоту перехода. Для этого были использованы данные нескольких идентичных экспериментов с одинаковыми начальными условиями по наблюдению сдвига линии $a-d$ перехода в зависимости от плотности b -состояния.

Ход эксперимента был следующий: после настройки магнитного поля на линию перехода $a-d$ и сжатия образца в b -состоянии до нужной плотности, подаётся радиочастотная мощность на ЯМР-катушку вне резонанса $a-b$. После установления равновесия запускается программа, непрерывно снимающая спектры ЭПР импульсным методом. Но в данный момент эксперимента в образце присутствуют только атомы в b -состоянии, и поэтому линия ЭПР-перехода $a-d$ не будет видна. Следующим шагом будет частотная протяжка ЯМР-мощности, в момент прохождения ЯМР-резонанса $a-b$ на ЭПР-спектрометре появится линия, соответствующая переходу $a-d$. По мере рекомбинации a и b атомов амплитуда линии будет уменьшаться, пока совсем не исчезнет. Повторяя этот эксперимент через некоторое время при уже меньшей плотности атомов в b -состоянии, можно получить искомую зависимость сдвига линии $\Delta f_{ad}(nb)$ в частотных единицах, которую легко пересчитать в зависимость $\Delta B_{ad}(nb)$ в полевых единицах. Температура газа в экспериментах была зафиксирована на значении 480мК Сдвиг резонансных линий может быть описан соотношениями:

$$\Delta B_{bc} = C_{bb}n_b + C_{ba}n_a, \text{ для перехода } b-c$$

$$\Delta B_{ad} = C_{ab}n_b + C_{aa}n_a, \text{ для перехода } a-b$$

Работая в приближении $C_{ab}n_b \gg C_{aa}n_a$, и учитывая, что в пределах погрешности $C_{ab} = C_{ba}$, для нахождения коэффициента C_{ab} должен быть построен и проанализирован график функции $\Delta B_{ad}(n_b)$. Таким образом, может быть оценен вклад сверхтонкого состояния b в сдвиг резонансной линии $a-d$.

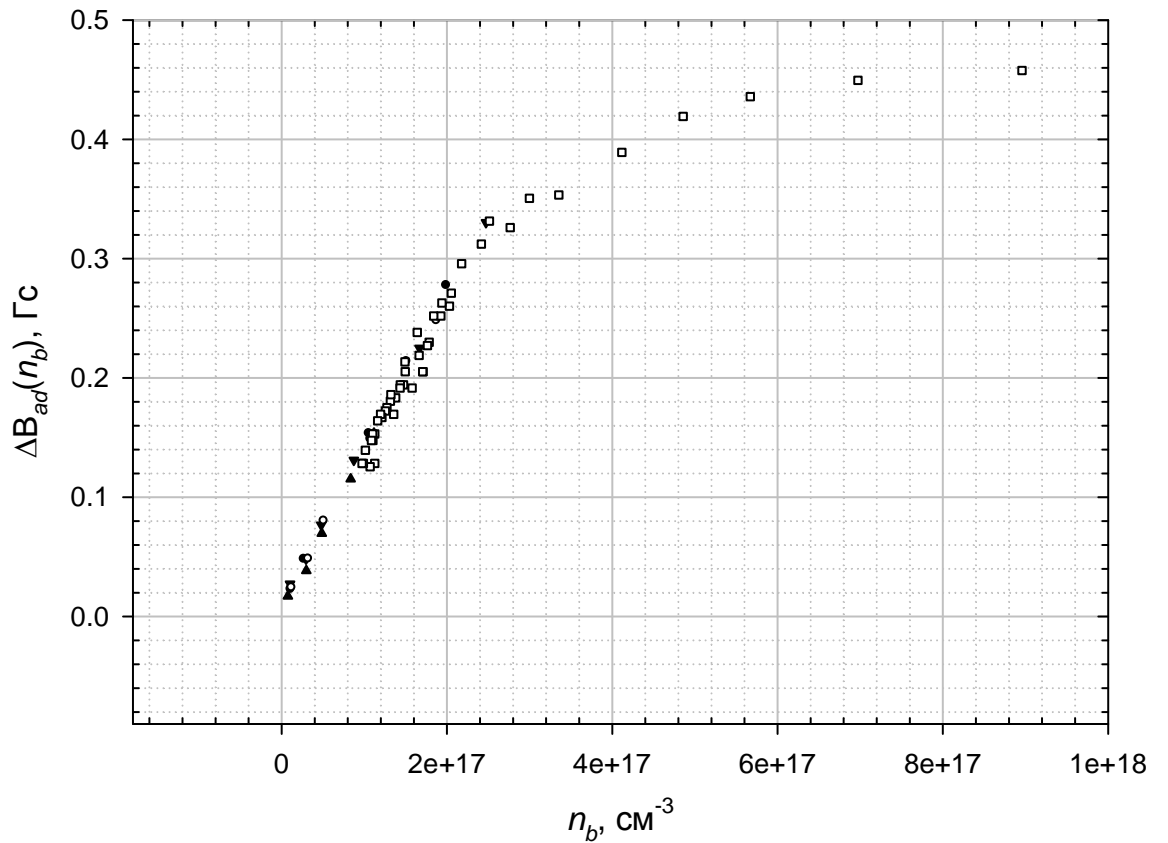


Рисунок 3.1. Сдвиг резонансной линии $a-d$ перехода вследствие столкновительного сдвига.

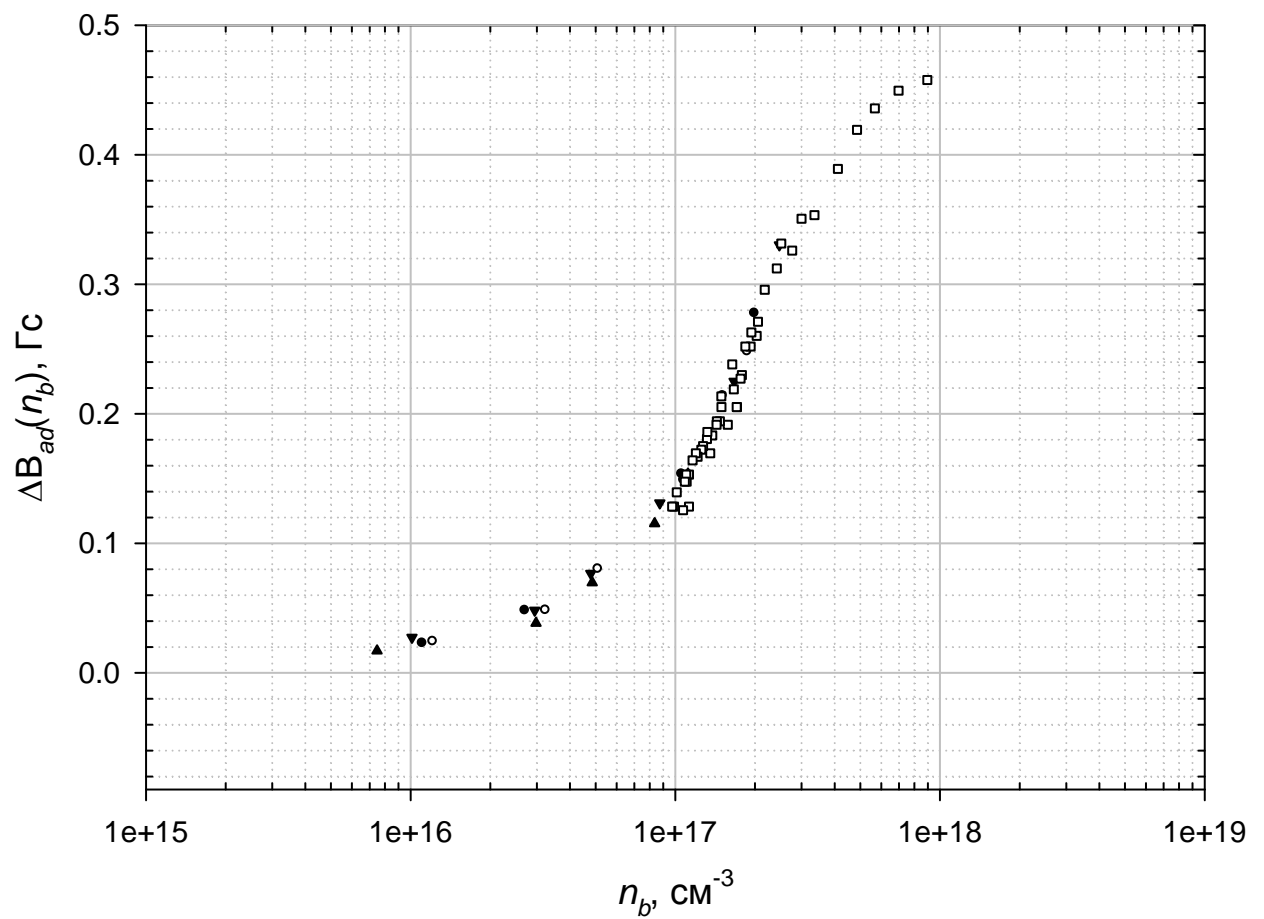


Рисунок 3.2. Сдвиг резонансной линии $a-d$ перехода вследствие столкновительного сдвига в логарифмическом масштабе.

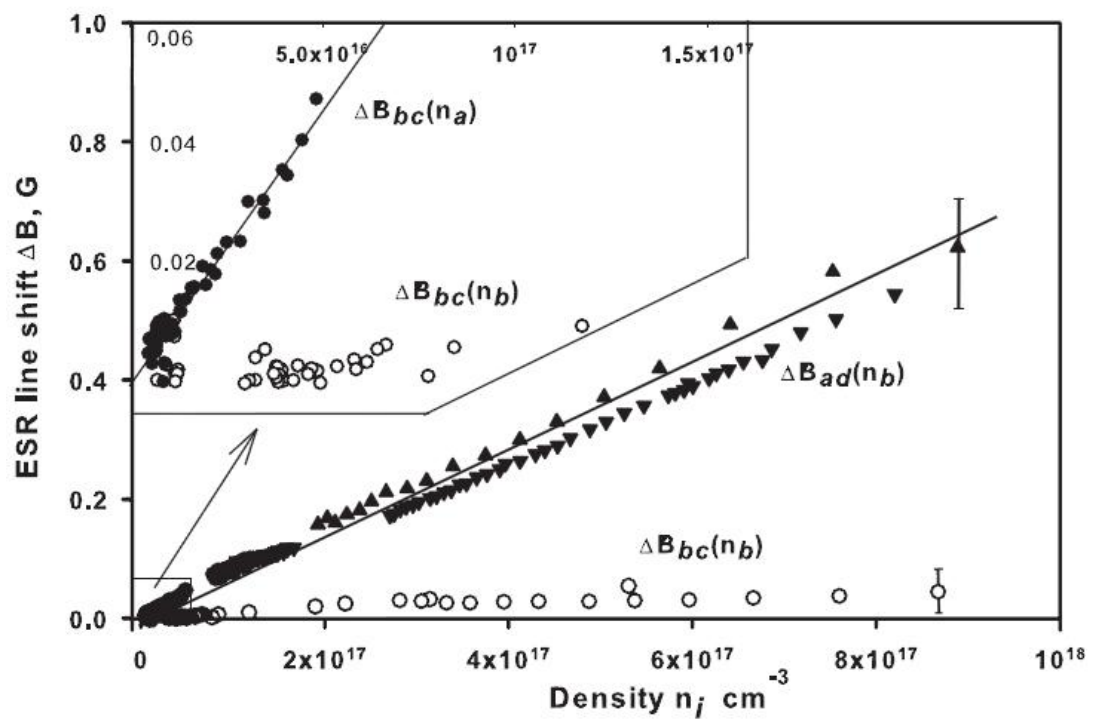


Рисунок 3.3. Измерение столкновительного сдвига [3].

На рис. 3.1. представлено положение резонансной кривой $a-d$ перехода как функция атомов b -состояния. Аппроксимация прямой на участке с малой плотностью, соответствующему баллистическому движению атомов ($n_b = 10^{16} \div 2,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) дает значение $C_{ab} = 1,36 \times 10^{-18} \text{ Гс см}^3$. На участке с высокой плотностью атомов ($n_b = 2,5 \times 10^{17} \div 5,7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) реализуется вязкостный (кнудсеновский) режим движения атомов и там $C_{ab} = 3,1 \times 10^{-19} \text{ Гс см}^3$.

На рис. 3.3 приведены результаты измерений столкновительных сдвигов в 2008 году в лаборатории Вихури, но методом непрерывного ЭПР [3]. Эти данные дают значение $C_{ab} = 7 \times 10^{-19} \text{ Гс см}^3$ на всем диапазоне изменения плотностей. Надо сказать, что настоящие результаты имеют лучшее согласие с теорией.

На рис. 3.2. повторен график, приведенный на рис. 3.1., в логарифмическом масштабе. Как видно из рис. 3.2. метод импульсного ЭПР обеспечивает возможность исследования газа атомарного водорода в большом диапазоне изменения плотностей $n_b = 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

3.2 Явление насыщения сигнала импульсного ЭПР

В этой главе будет рассмотрена ещё одна особенность ЭПР, связанная с газовой природой экспериментального образца – атомарного водорода.

Обратимся ещё раз к устройству экспериментальной ячейки рис. 2.3. В верхней части трубчатого канала конечного сжатия (EV) «провисает» магнитное поле из резонатора Фабри-Перо через отверстие связи (коэрцитивная мода). Размеры, получающейся области максимума СВЧ-поля составляют в диаметре 0,4 мм (совпадает с диаметром трубки), с эффективной высотой 0,08-0,1 мм. На этой высоте квадрат магнитного поля падает в e раз. Т.е. СВЧ поле не заполняет весь EV канал.

Теперь качественно рассмотрим следующую ситуацию в эксперименте. Допустим, что было произведено сжатие образца атомарного водорода в EV, но объём образца при этом превышает размеры области СВЧ-поля. Теперь начнём проводить эксперимент по снятию спектров ЭПР импульсным методом, постепенно увеличивая длительность импульсов. С ростом длительности будет расти амплитуда и интеграл под линией поглощения. Но при определённой длительности возникнет насыщение. Это насыщение не будет связано с равной заселенностью сверхтонких уровней атома водорода, участвующих в изучаемом переходе. Насыщение будет связано с тем, что образец имеет газовую фазу, и при большой длительности возбужденные атомы, которые должны были бы дать вклад в наблюдаемый спектр, успевают покинуть СВЧ-область, вследствие чего амплитуда сигнала остаётся неизменной.

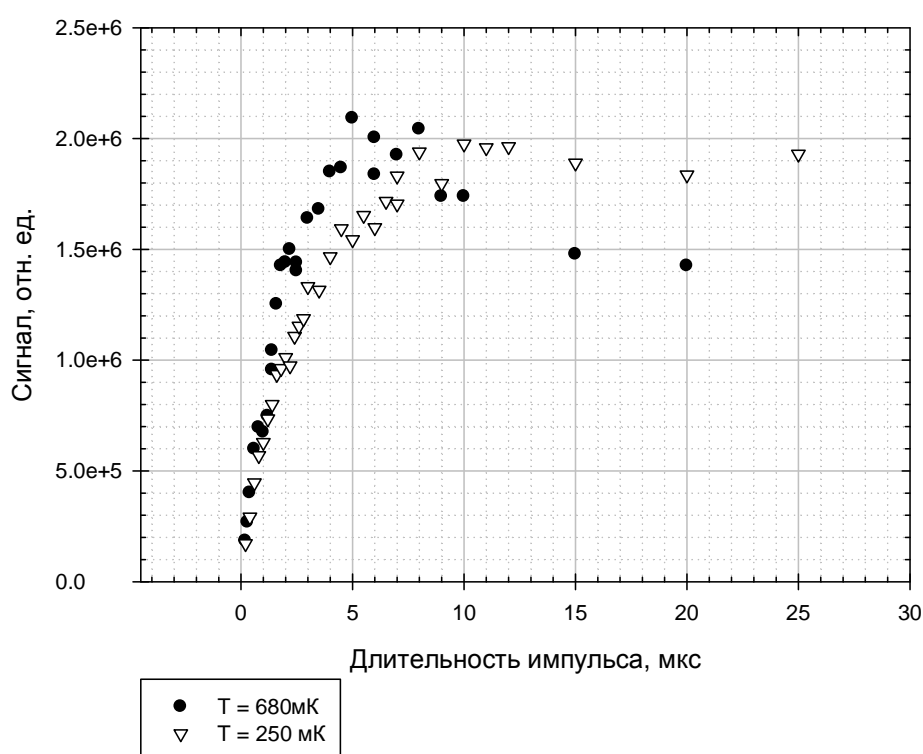


Рисунок 3.4. Зависимость интегралов линии поглощения ЭПР от длительности импульса.

Если образец исходно был небольшой плотности, и в нём выполнялось баллистическое приближение, т.е. при плотностях до $\sim 2,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, то

значение длительности импульса, при которой сигнал входит в насыщение, позволит оценить тепловую скорость атомов и как следствие температуру образца. Этот метод хорош тем, что напрямую определяет температуру образца, в отличие, например от датчика, закрепленного на стенке экспериментальной ячейки и не связанного с образцом напрямую.

В случае вязкостного режима движения атомов при плотностях выше $2,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ этот метод может помочь с определением диффузии атомов.

3.3 Явление спинового транспорта в газе атомарного водорода

Одним из интересных квантово-механических явлений в газе атомарного водорода является существование в нём спиновых волн и как следствие спинового транспорта из одной области пространства в другую [1]. Так при экспериментах по электронному магнитному резонансу на переходе b-c в градиенте магнитного поля (по оси z см. рис. 2.3) проявляется сторонний пик (см. рис. 3.7-3.10), связываемый с попаданием магнонов в максимум локального магнитного поля, создаваемого окружающей трубкой EV и эпоксидным клеем. Физически область пространства, дающая этот сигнал, расположена на расстоянии 0,3 мм от верха трубки EV.

Допустим, что действительно существует спиновый транспорт с конца канала EV вниз на расстояние как минимум 0,3 мм, как можно проверить этот факт? Для этого предлагается использовать метод импульсного ЭПРа с импульсами непрямоугольной формы, частотный спектр которых будет уже, чем у прямоугольных. Тогда при выполнении резонансных условий для области непосредственно под Фабри-Перо резонатором, на спектре ЭПР мы будем видеть оба пика как связанный с сигналом от этой области, так и связанный с магнонами в магнитной ловушке. Если же резонансные условия выполняются только для нижележащей области, в которой конденсируются магноны, то мы будем видеть на спектре только сигнал от атомов в этой области – будет один пик. Надо сказать, что параметры импульсов должны

быть подобраны так, чтобы ширина их частотного спектра была меньше расстояния между пиками в частотной области ($\sim 1\text{МГц}$), чтобы при подачи СВЧ-мощности было селективное возбуждение только определенной области пространства. Под изменение резонансных условий в данном случае подразумевается небольшое изменение магнитного поля в образце с помощью катушки развёртки.

В экспериментах использовались последовательности импульсного электронного парамагнитного резонанса со следующими параметрами импульсов:

- Прямоугольные импульсы длительности 3 мкс. См. рис. 2.9.
- Импульсы гауссовой формы длительности 4 мкс. См. рис. 2.10.
- Импульсы формы $\text{Sin}(x)/x$ или Sinc с 5 максимумами. См. рис. 2.11.

Для всех трех случаев ширина частотного спектра импульса на полувысоте составляет 400кГц , что меньше расстояния между изучаемыми пиками сигналов ЭПР.

Соответствующие этим экспериментам спектры ЭПР приведены на рис. 3.5.-3.7. Белым цветом показаны сигналы поглощения, красным – дисперсии.

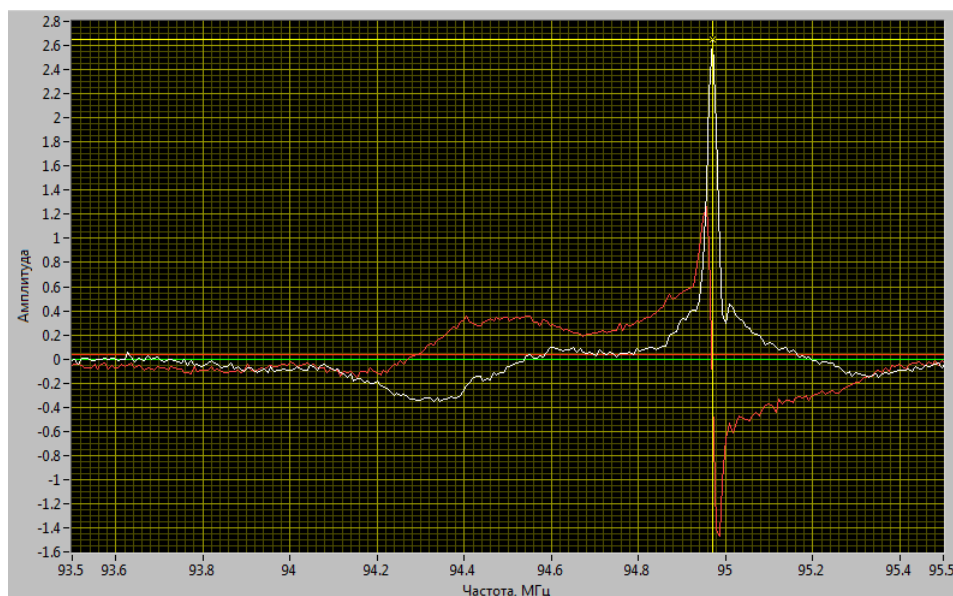
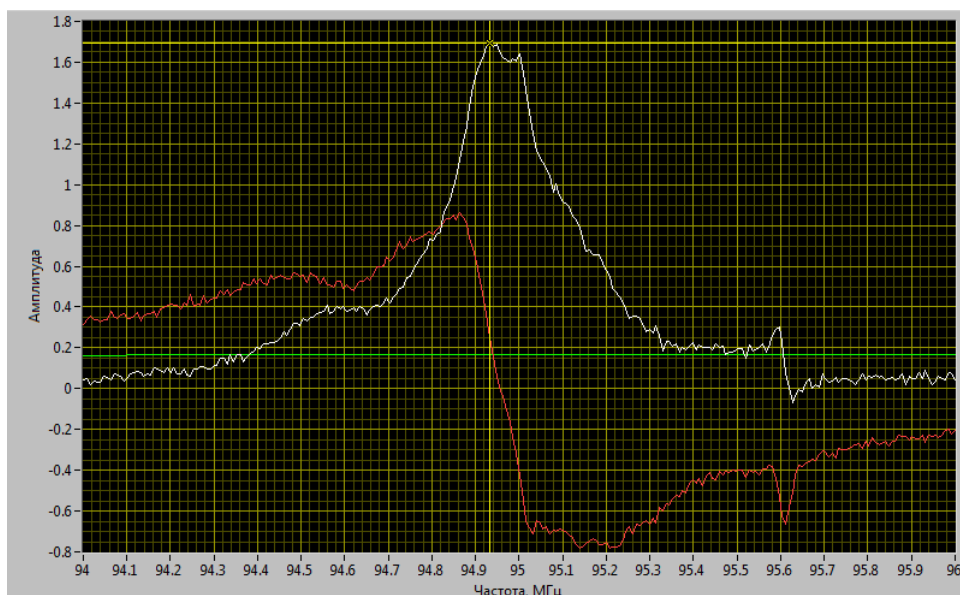


Рис. 3.5. Спектры полученные при помощи импульсной последовательности ЭПР, состоящей из прямоугольных импульсов длительности 3 мкс. Верхний спектр: резонансные условия установлены для получения сигнала от атомов в СВЧ-области (большой пик), малый правый пик – сигнал от магнонов в локальной магнитной ловушке (магنونный пик). Нижний спектр: сигнал от магنونного пика, слева от пика наблюдается некоторая структура, связанная с широким спектром прямоугольных импульсов.

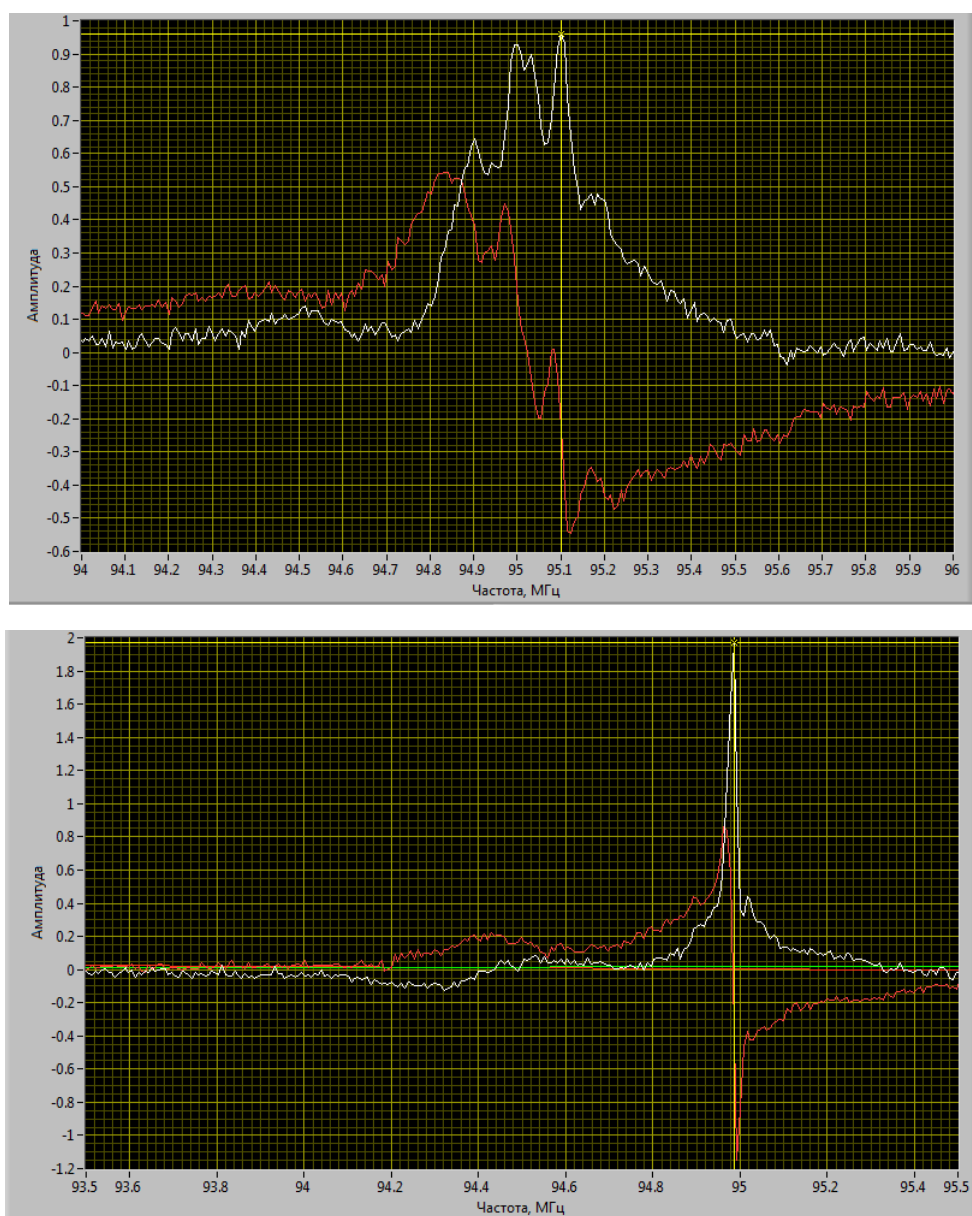


Рис. 3.6. Спектры полученные при помощи импульсной последовательности ЭПР, состоящей из гауссовых импульсов длительности 4 мкс. Верхний спектр: резонансные условия установлены для получения сигнала от атомов в СВЧ-области (большой пик), малый правый пик – сигнал от магнонов в локальной магнитной ловушке (магнонный пик). Нижний спектр: сигнал от магнонного пика, слева от пика наблюдается некоторая структура, связанная с широким спектром прямоугольных импульсов.

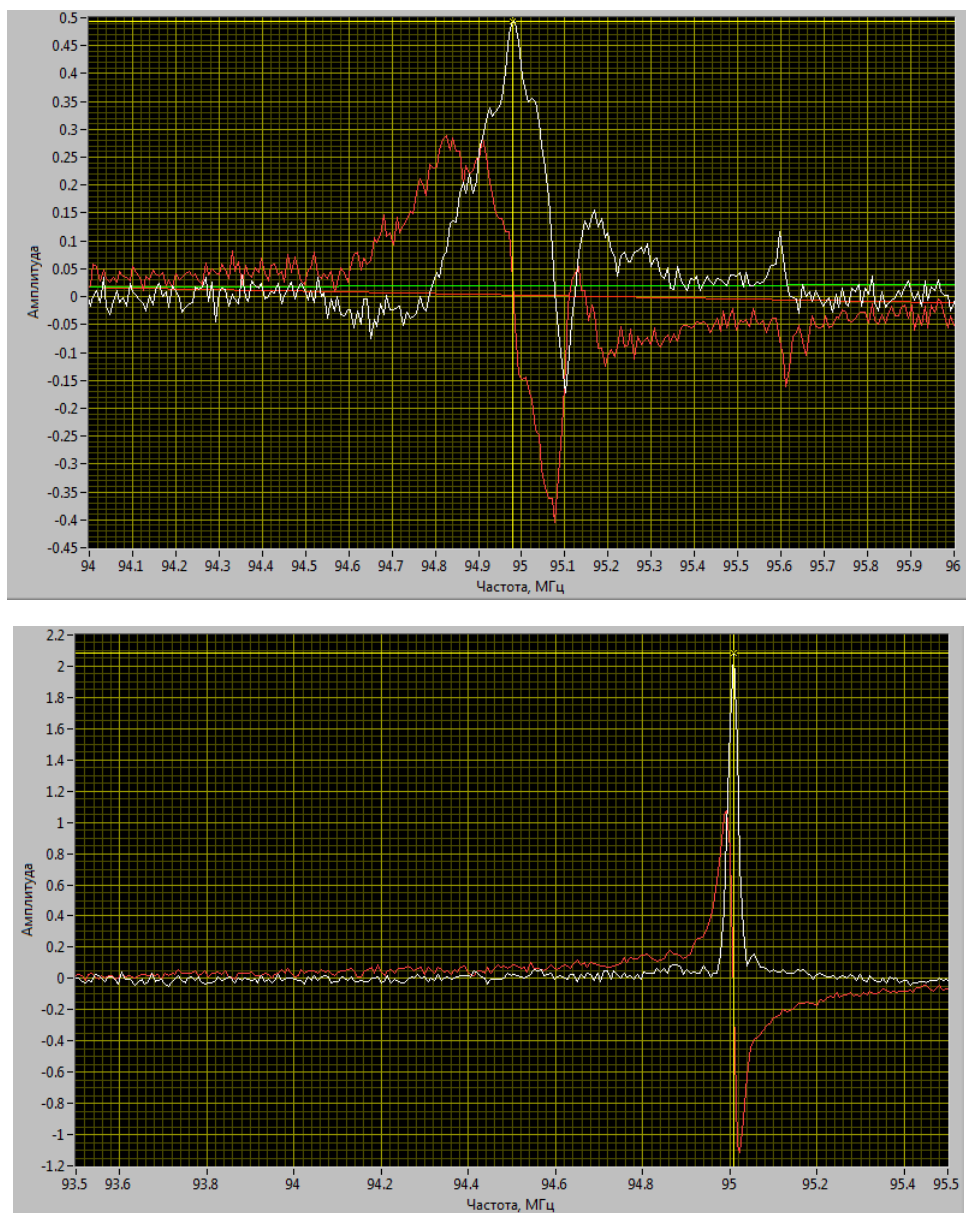


Рис. 3.7. Спектры полученные при помощи импульсной последовательности ЭПР, состоящей из Sinc импульсов длительности 15 мкс. Верхний спектр: резонансные условия установлены для получения сигнала от атомов в СВЧ-области (большой пик), малый правый пик – сигнал от магнонов в локальной магнитной ловушке (магнонный пик). Нижний спектр: сигнал от магнонного пика.

Как видно из рис. 3.5-3.7 нет никакого расхождения полученных результатов с качественно предполагаемой картиной физического явления.

Заключение

В данной работе были кратко рассмотрены теоретические основы физики газа атомарного водорода и экспериментальных методик по наблюдению магнитного резонанса в нем.

- Продемонстрированы результаты по наблюдению импульсного ДЭЯР в газе атомарного водорода. Изучена зависимость величины столкновительного сдвига линии $a-d$ от концентрации n_b атомов b -состояния. Полученное значение коэффициента C_{ab} равно $1,36 \times 10^{-18} \text{ Гс см}^3$ лучше согласуется с теорией, чем полученное ранее в 2008 году непрерывным методом.
- Продемонстрирована возможность использования прямого радиоспектроскопического метода для определения температуры атомарного газа.
- Продемонстрированы результаты экспериментов по наблюдению и проверке существования спиновых волн и спинового транспорта в спин-поляризованном водороде. Противоречий между результатами экспериментов и качественным объяснением эффекта спинового транспорта не выявлено.

Список использованной литературы

1. Silvera, I. F. Spin-polarized atomic hydrogen / Isaac F. Silvera, J. T. M. Walraven // Progress in Low Temperature Physics, Volume X. Edited by D. F. Brewer. – Elsevier Science Publishers B.V. – P. 139-370.
2. Ahokas, J. Magnetic Resonance Studies of Cold Atomic Hydrogen Gas / J. Ahokas, J. Jarvinen, S. Vasiliev // Journal Low Temperature Physics. – 2008. – Vol. 150. – P. 577-586.
3. Ahokas, J. Clock Shift in High Field Magnetic Resonance of Atomic Hydrogen/ J. Ahokas, J. Jarvinen, G.V. Shlyapnikov, S. Vasiliev // Physical Review Letters. – 2008. – Vol. 101. – P. 263003(4).
4. Ahokas, J. Cold Collision Frequency Shift in Two-Dimensional Atomic Hydrogen / J. Ahokas, J. Jarvinen, S. Vasiliev // Physical Review Letters. – 2007. – Vol. 98. – P. 043004(4).
5. Hayden, M. Spin Exchange and Recombination in a Gas of Atomic Hydrogen at 1.2 K / M. E. Hayden, W. N. Hardy // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 76 – P.2401–2404.
6. Gibble, K. Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions / K. Gibble, S. Chu // Phys. Rev. Lett. – 1993. – Vol. 70. –P. 1771–1774.
7. Fried, D. G. Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen / D. G. Fried, Th. C Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, Th. J. Greytak, // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 88. – P. 3811–3815.
8. Zwierlein, M. W. Spectroscopic Insensitivity to Cold Collisions in a Two-State Mixture of Fermions / M. W. Zwierlein, Z. Hadzibabic, S. Gupta, W.Ketterle, // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – P. 250404(4).
9. Ahokas, J. Magnetic Resonance Experiments with Atomic Hydrogen // Annales Universitatis Turkuensis. – 2010. – Vol. 412.
10. Killian, Th. C. Cold Collision Frequency Shift of the 1S- 2S Transition in Hydrogen / Th. C. Killian, D. G. Fried, L. Willmann, D. Landhuis, S. C.

- Moss, Th. J. Greytak, D. Kleppner // Physical Review Letters – 1998. – Vol. 81. – P. 3807 – 3810.
11. Vanier, J. Quantum Physics of Atomic Frequency Standards. / J. Vanier, C. Audoin – Adam Hilger Bristol, 1989.
 12. Vasilyev, S., Jarvinen J., Tjykanoff E. et.al. Cryogenic 2 mm wave electron spin resonance spectrometer with application to atomic hydrogen gas below 100 mK / S. Vasilyev, J. Jarvinen, E. Tjykanoff. et.al. // Review of Scientific Instruments. – 2004. – Vol. 75. – № 1. – P. 94.
 13. Van Yperen, G.H. Study of doubly polarized atomic hydrogen by electron-spin resonance / G.H. Van Yperen, J. T. M. Walraven // Physical review B. – 1984. – Vol. 30. – №. 5.
 14. Tommila, T. Compression of spin-polarized hydrogen bubbles to thermal explosion / T. Tommila, E. Tjukanov, M. Krusius et. al. // Phys. Rev. B. 1987. – Vol. 36. – P. 6837-6849.
 15. Johnson, B. Observation of nuclear spin waves in spin-polarized atomic hydrogen gas / B. Johnson, J. S. Denker, N. Bigelow et. al. // Phys. Rev. Lett. – 1984. – Vol. 52. – P. 1508-1511.