

Спиновый интерферометр

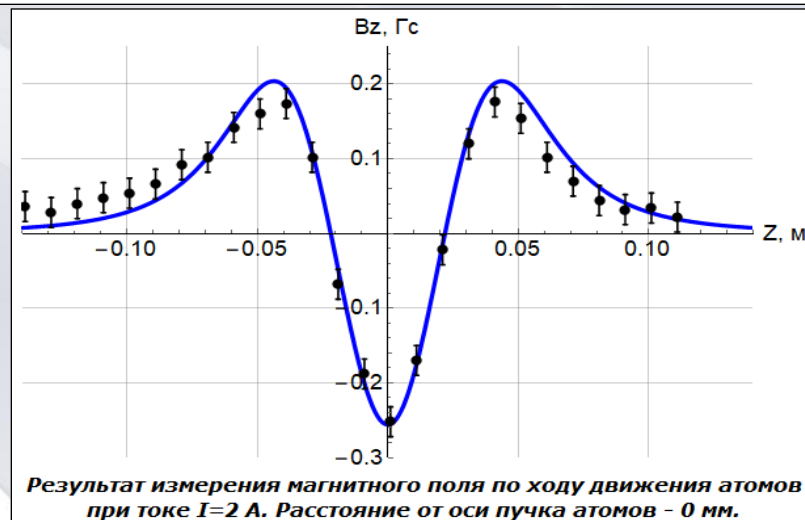
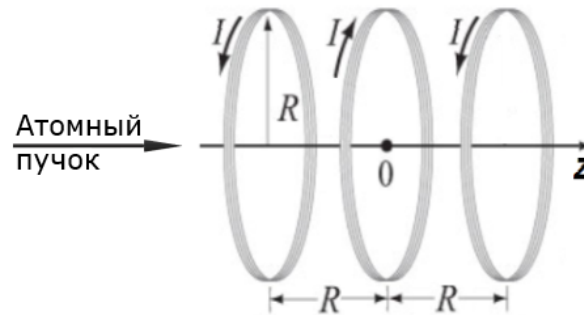
Ю.В. Шестаков
ИЯФ СО РАН, Новосибирск

Ядро-2025, Санкт-Петербург

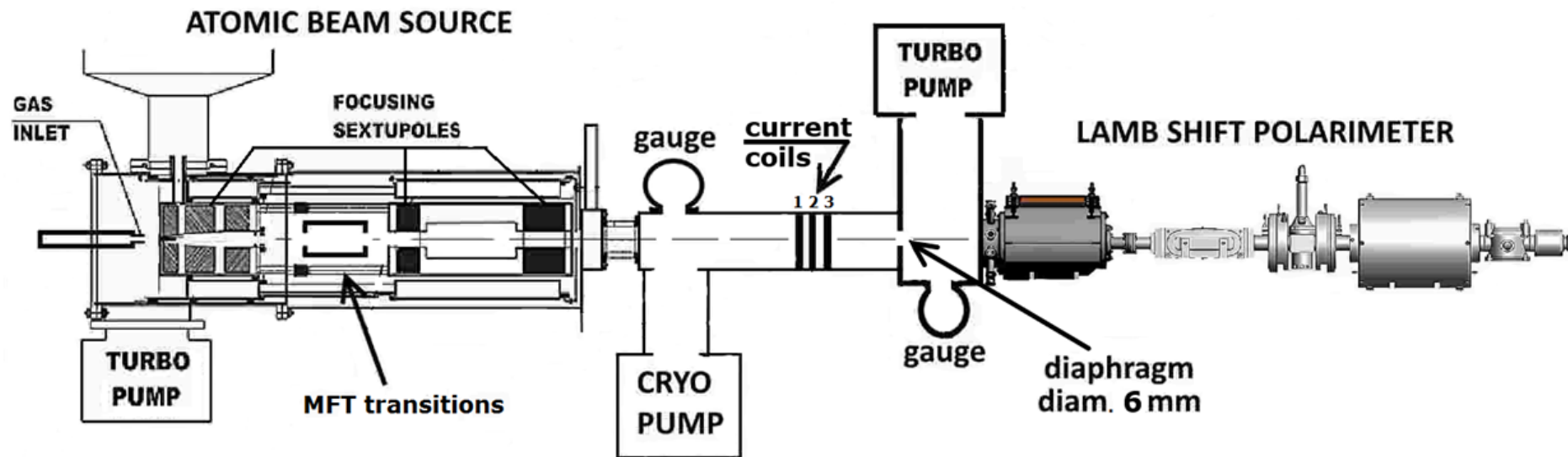
Изучение динамики спина атомарного водорода в периодическом магнитном поле

Теоретическое описание изменения спинового состояния атома водорода при его движении в периодическом магнитном поле дано в статье A.I.Milstein, Yu.V.Shestakov, D.K.Toporkov "Spin dynamics of a hydrogen atom in a periodic magnetic structure", Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. Section A, vol. 969, 164046, 2020.

Проведено экспериментальное изучение динамики спина атомарного водорода при его прохождении через магнитную структуру, имеющую один период повторения. Для этого была собрана конструкция из трёх токовых колец с равными диаметрами (см. рисунок ниже). Направление тока в центральном кольце противоположно направлению токов в крайних двух. Ось симметрии атомарного пучка совпадает с осью, проходящей через центры колец (ось Z на рисунке).



ABS используется для задания начального спинового состояния атомов водорода/дейтерия, а **LSP** - для измерения спиновых состояний атомов после их прохождения через интерферометр (три токовых кольца на рисунке).



Расчёт динамики спина в магнитном поле, созданном тремя токовыми кольцами

Атом водорода состоит из протона (спин $I=1/2$) и электрона (спин $S=1/2$). $\Rightarrow$ Полный момент атома водорода в основном состоянии $F=I+S$ может принимать два значения 1 и 0. В магнитном поле имеем четыре энергетических состояния для атома водорода.

Гамильтониан, описывающий спиновое взаимодействие атома водорода с магнитным полем имеет вид:

$$\hat{H} = hA_{hfs} \hat{I} \hat{S} - \mu_B g_e (B_z \hat{S}_z + B_x \hat{S}_x + B_y \hat{S}_y).$$

Чистое квантовое состояние можно описать вектором состояния. Его эволюция во времени даётся уравнением Шрёдингера:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = \hat{H}(t) |\psi(t)\rangle,$$

которое, в случае движения атома со скоростью V в направлении оси Z , можно переписать как

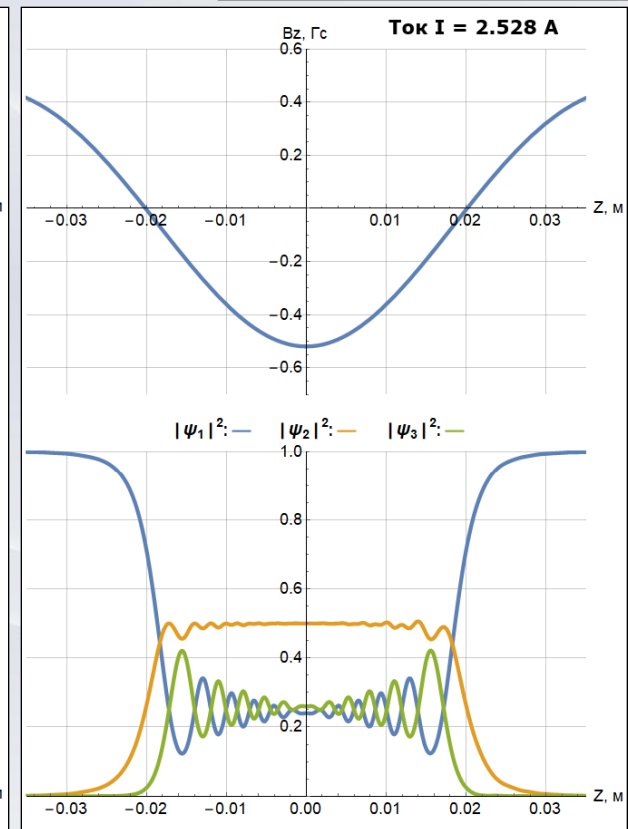
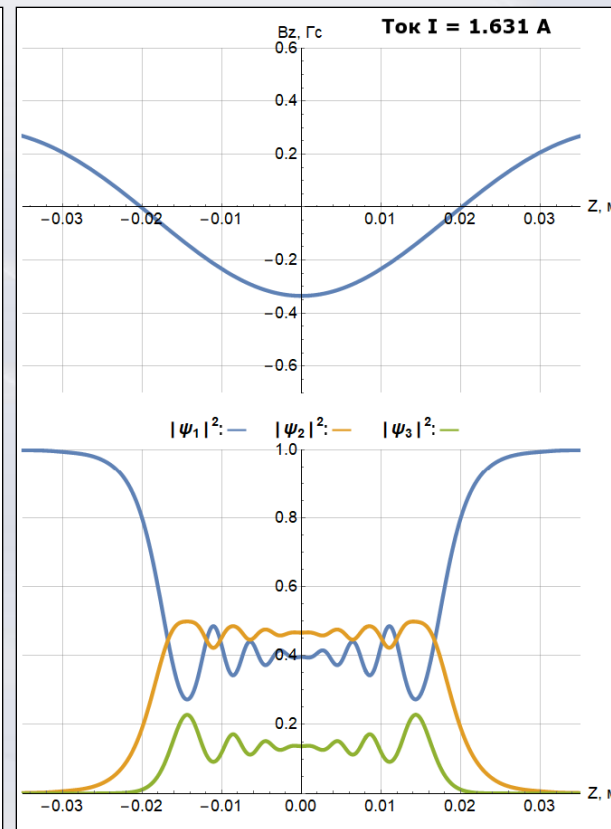
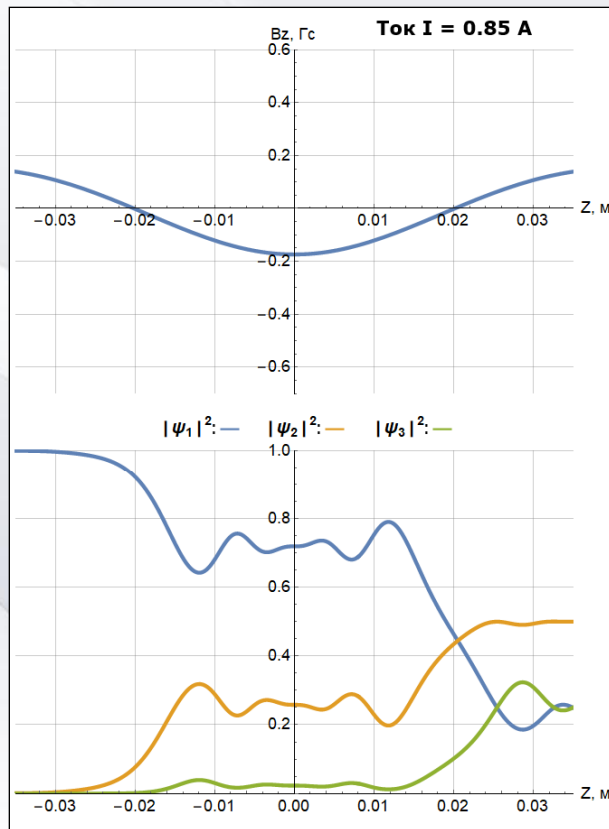
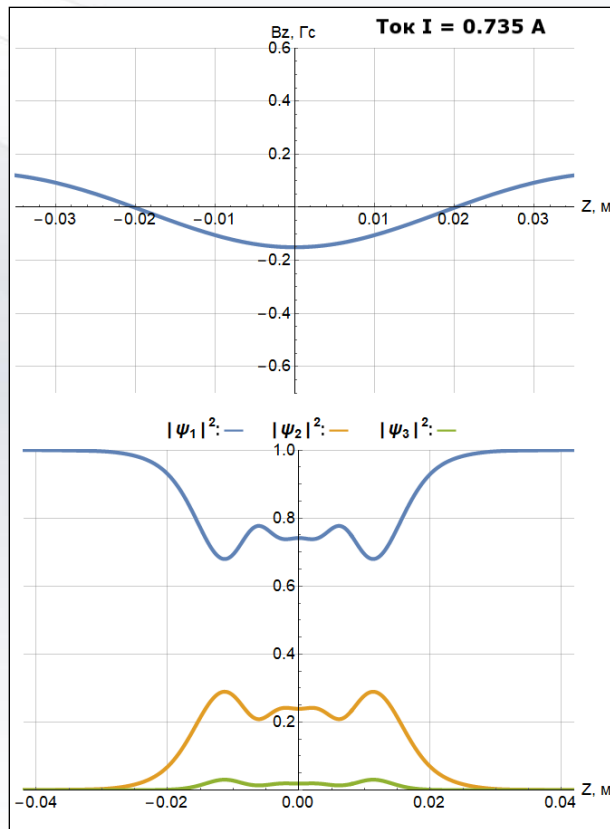
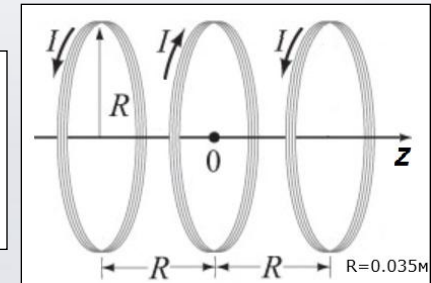
$$\frac{d}{dz} |\psi(z)\rangle = -\frac{i}{\hbar V} \hat{H}(z) |\psi(z)\rangle.$$

В общем случае, когда квантовая система представляет собой смесь различных спиновых состояний, вместо вектора состояний удобно использовать матрицу плотности квантовой системы $\hat{\rho} = \sum_{i=1}^4 w_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i|$, а вместо уравнения Шредингера - уравнение фон Неймана: $\frac{d}{dz} \hat{\rho}(z) = -\frac{i}{\hbar V} [\hat{H}(z), \hat{\rho}(z)]$.

Расчёт динамики спина в магнитном поле, созданном тремя токовыми кольцами

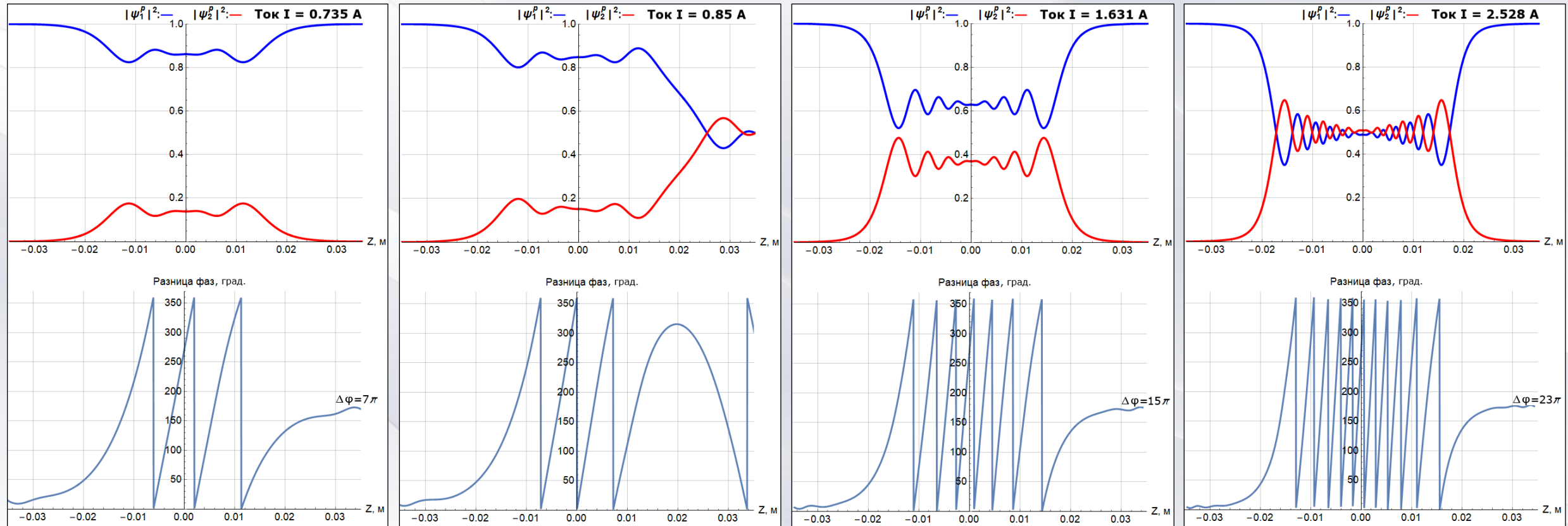
Ниже представлены результаты расчётов относительных заселённостей энергетических уровней атомарного водорода с полным моментом $F=1$ и проекциями $+1, 0, -1$ при его прохождении через магнитное поле, созданное тремя токовыми кольцами (см. рисунок справа). Начальное состояние: $|\psi_1|^2 = 1$.

Скорость движения атомов: 1600 м/сек. Расстояние от оси симметрии трёх токовых колец равно 3 мм.



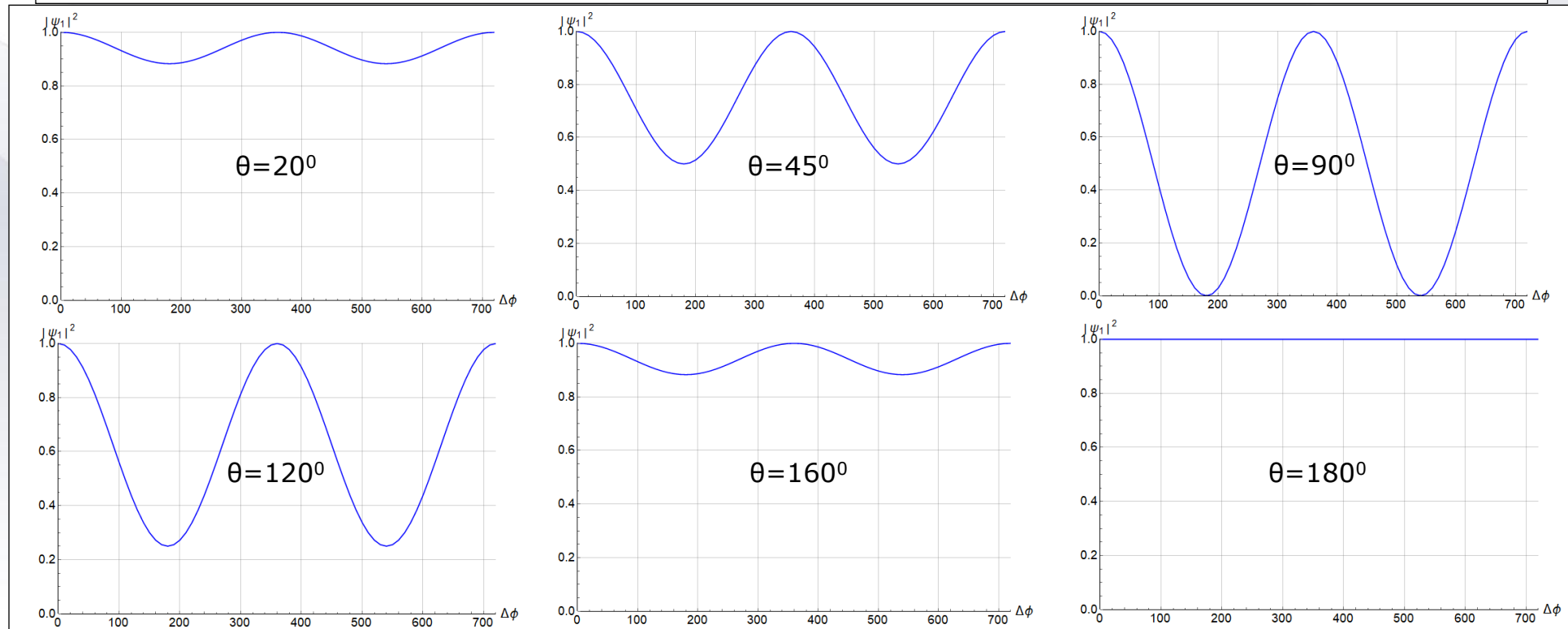
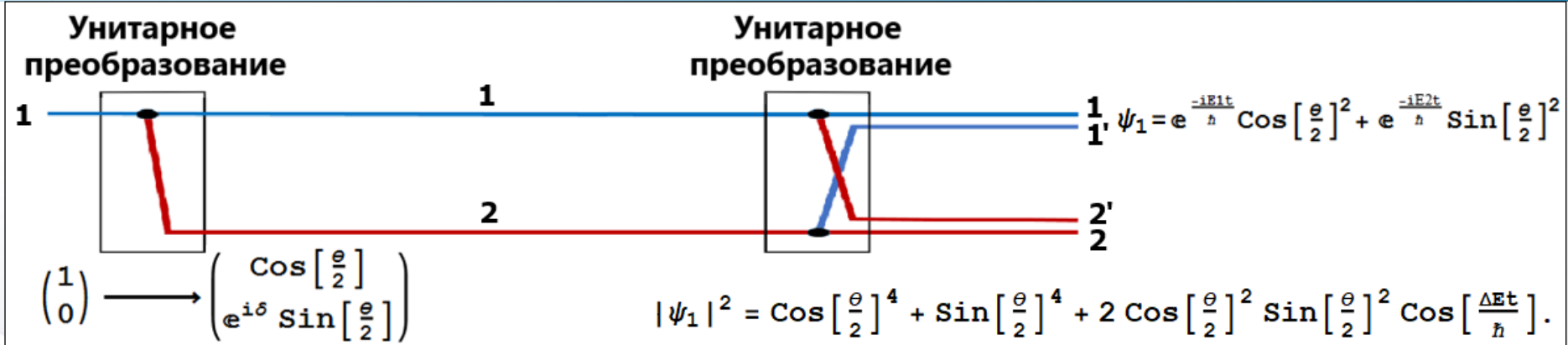
Расчёт динамики спина в магнитном поле, созданном тремя токовыми кольцами

Результаты тех же расчётов, но здесь приведены вероятности нахождения протона в одном из спиновых состояний ($|\psi_1^p|^2$ - вероятность иметь проекцию спина $+1/2$, $|\psi_2^p|^2$ - вероятность иметь проекцию спина $-1/2$). На нижних графиках представлено изменение разности фаз между спиновыми состояниями протона. Как видно, если разность фаз кратна нечётному числу π , то протон возвращается в своё исходное спиновое состояние.



Как видно, конструкция из трёх токовых колец создаёт такое магнитного поля, действие которого на спиновые состояния протона аналогично работе двухуровневого квантового интерферометра.

Принципиальная схема двухуровневого квантового интерферометра

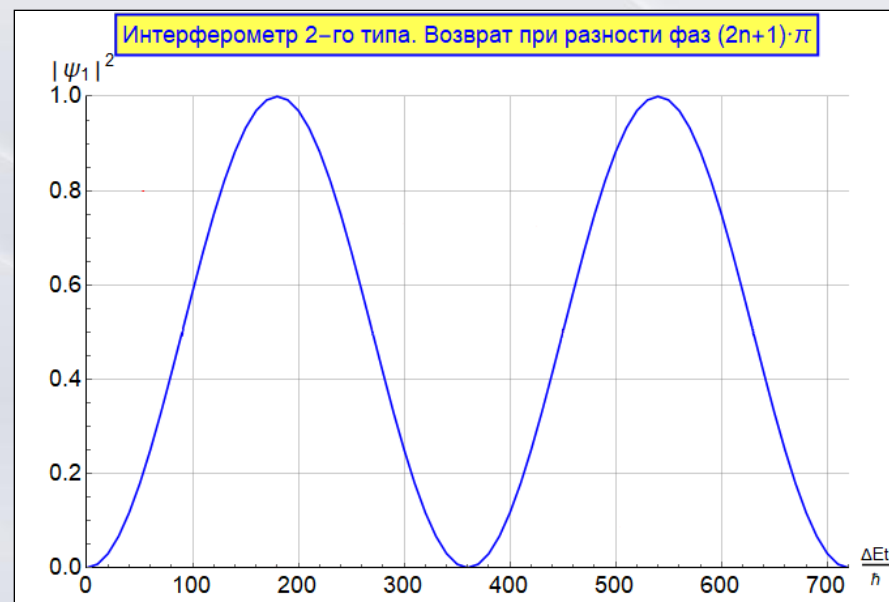
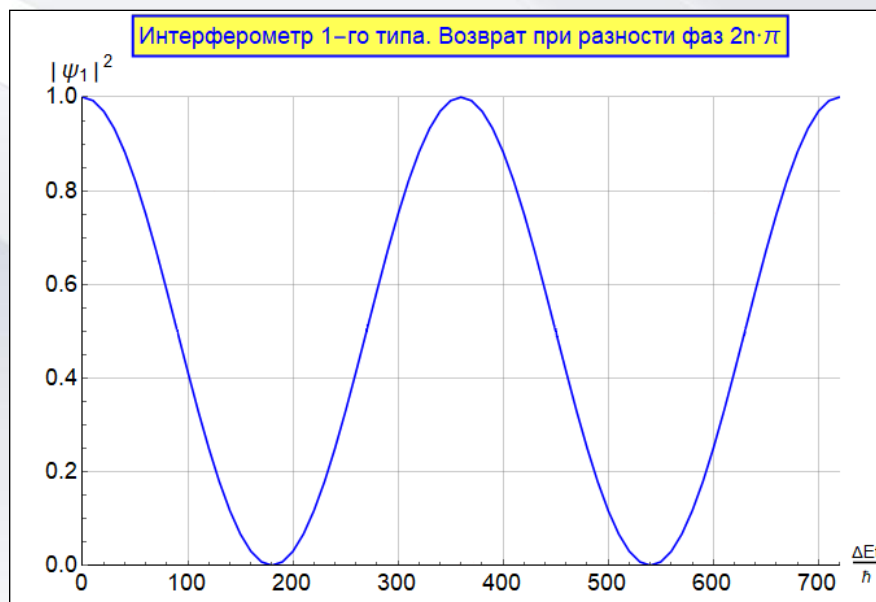


Два типа интерферометра

При $\theta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \cos\left[\frac{\theta}{2}\right] = \sin\left[\frac{\theta}{2}\right] = \frac{1}{\sqrt{2}}$ и $|\psi_1|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \cos\left[\frac{\Delta E t}{\hbar}\right]\right)$.

Если второе унитарное преобразование отлично от первого, то такой интерферометр будем называть "интерферометром второго типа". Расчётные формулы будут другими.

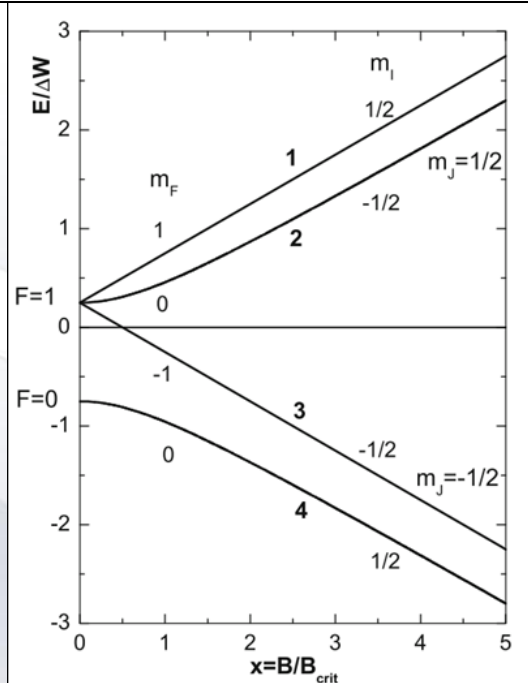
Например, при $\theta_2 = -\theta_1 = -\frac{\pi}{2} \Rightarrow |\psi_1|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \cos\left[\frac{\Delta E t}{\hbar}\right]\right)$.



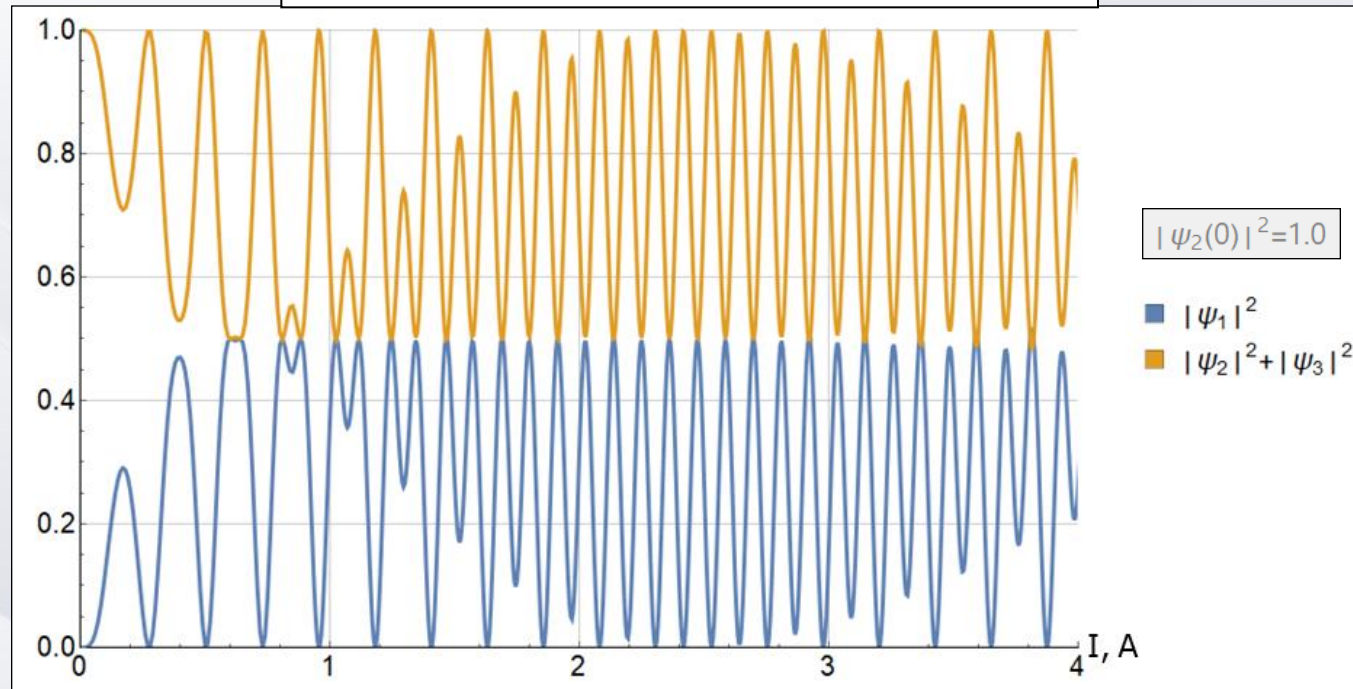
Наш интерферометр является "интерферометром второго типа".

Сравнение результатов компьютерного моделирования с измерениями

LSP измеряет спиновые состояния протона в сильном магнитном поле.



Можно измерить зависимость заселенностей уровней от тока через кольца.



При расчёте необходимо учитывать следующие факторы:

- 1) эффективность работы блоков ВЧ переходов ABS (задаёт начальное спиновое состояние);**
- 2) атомы движутся по траекториям, расположенным на разных расстояниях от оси пучка $\Rightarrow$ различие в магнитном поле ($\text{div } \vec{B} = 0 \Rightarrow B_r = -\frac{\partial B_z}{\partial z} \frac{r}{2}$);**
- 3) в пучке атомы имеют разную скорость.**

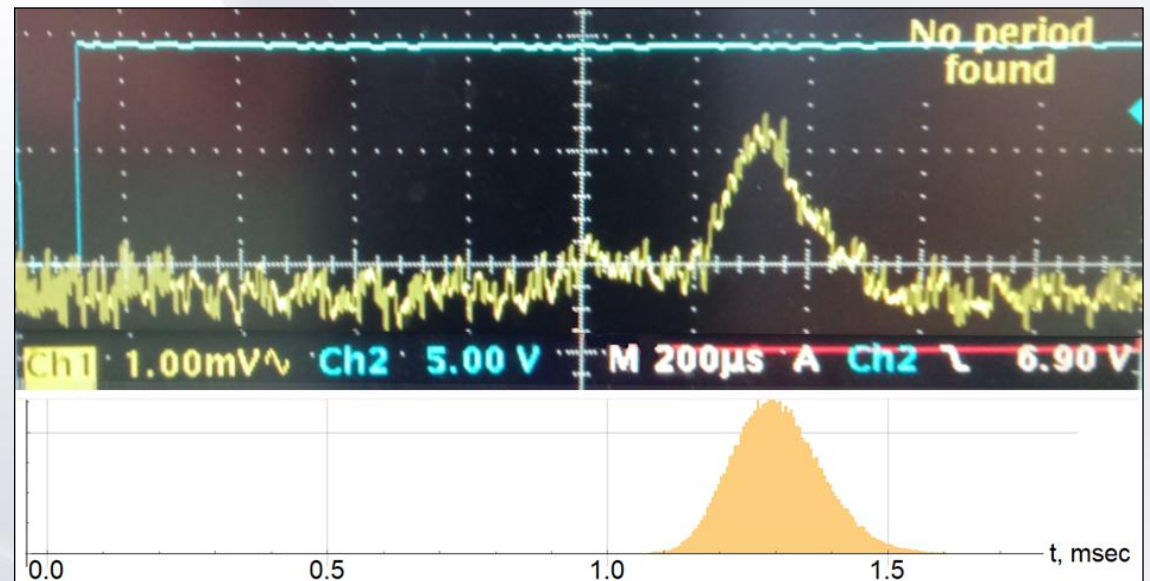
Сравнение результатов компьютерного моделирования с измерениями

При компьютерном моделировании использовалась следующая функция распределения атомов по скоростям:

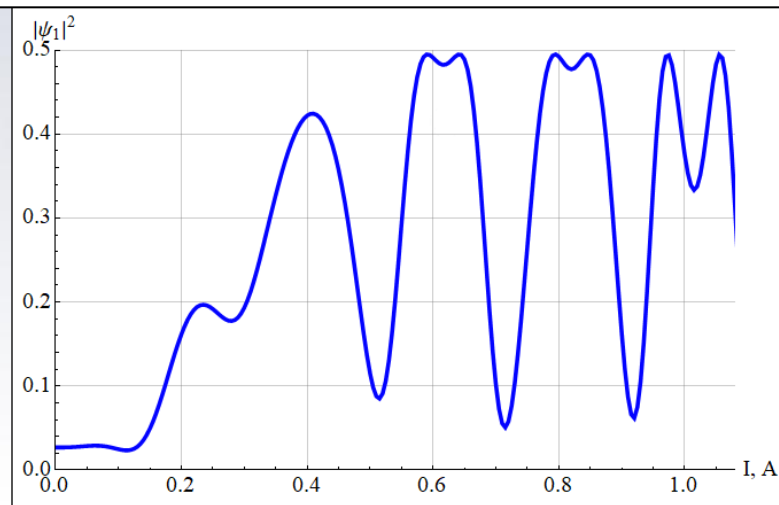
$$f(V) \sim V^3 \exp\left(-\frac{M(V-V_d)^2}{2kT}\right), \text{ где } V_d = 1600 \text{ м/сек.}, T = 1.5 \text{ К.}$$

Параметры V_d и T были определены подгонкой формы расчётного распределения к измеренной (см. рисунок справа).

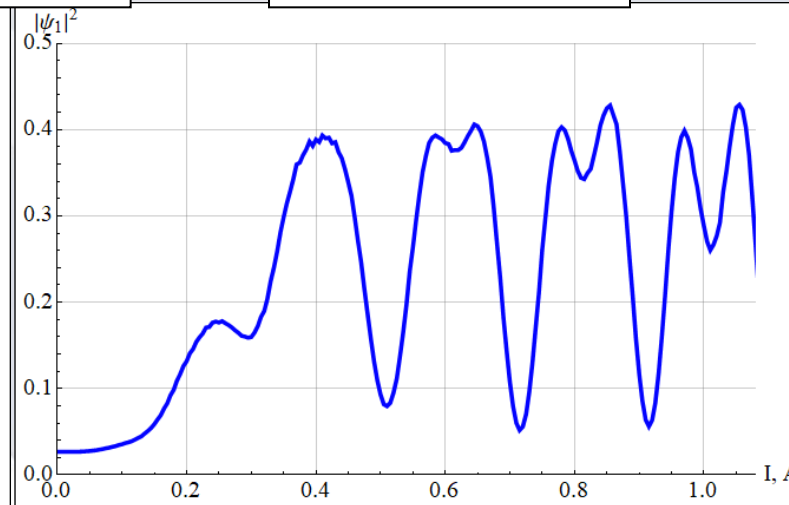
Измерения проводились по времяпролётной методике.



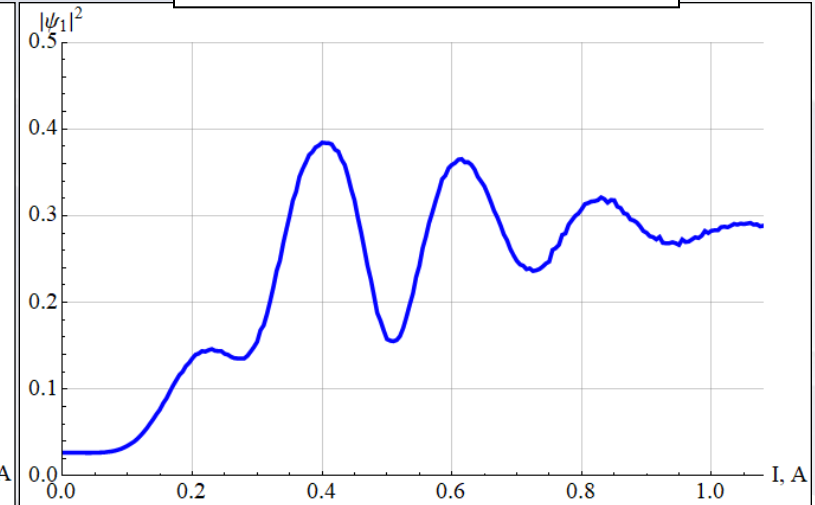
Учёт остаточного поля и $|\psi_1(0)|^2=0.02$, $|\psi_2(0)|^2=0.98$



+ усреднение по r



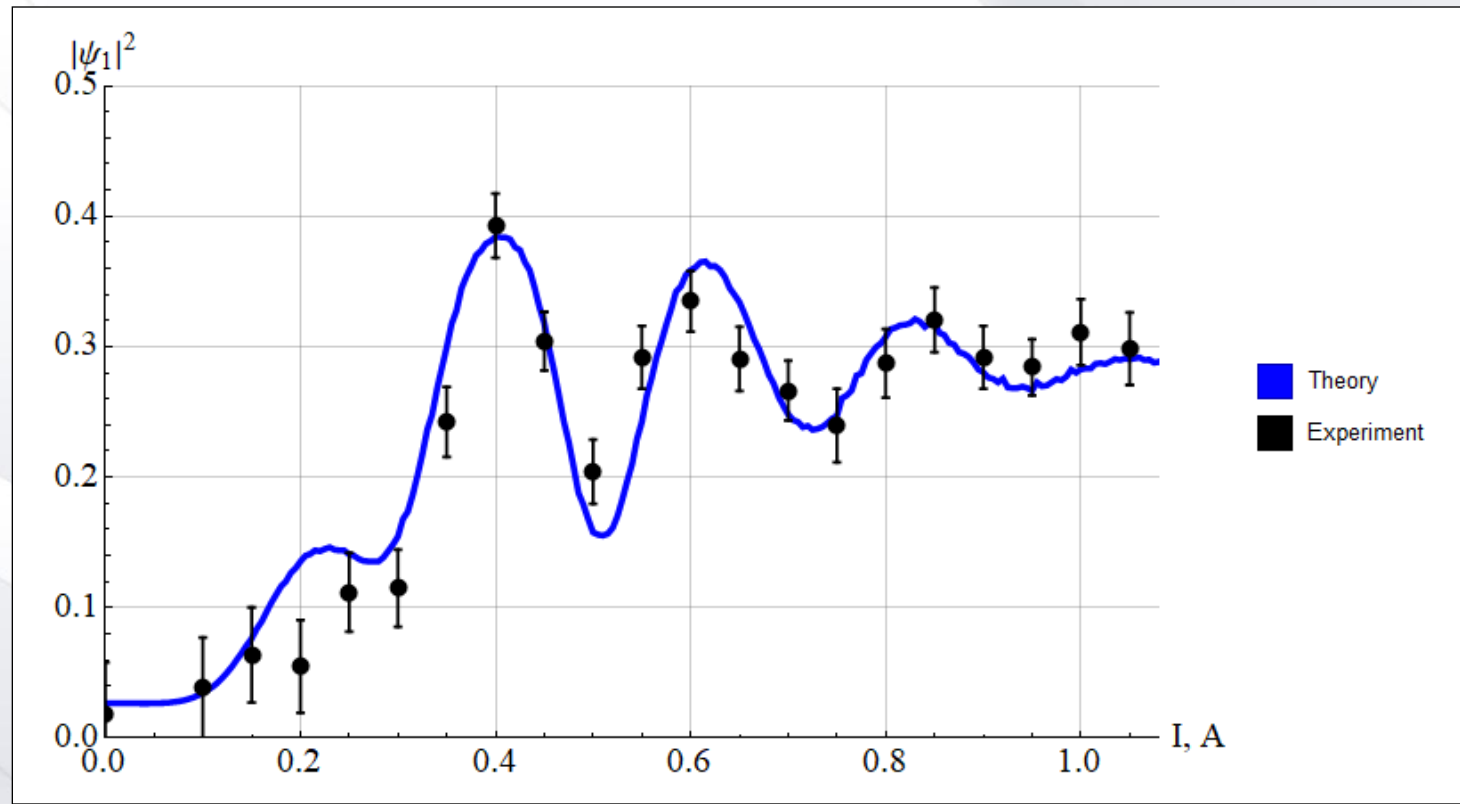
+ усреднение по скоростям



Фотографии экспериментальной установки в момент её сборки



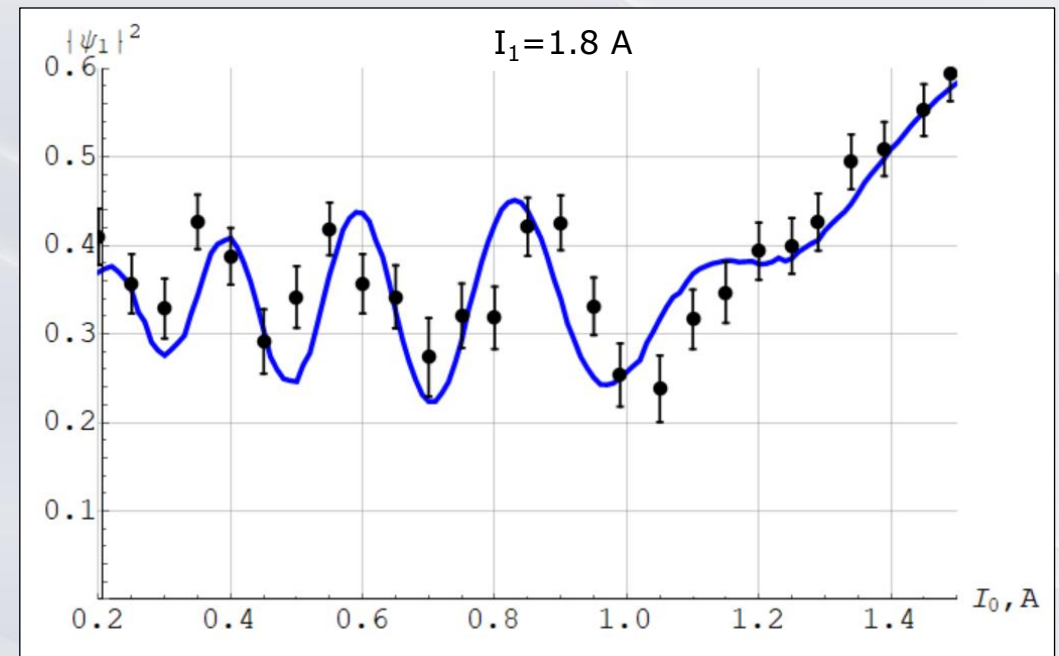
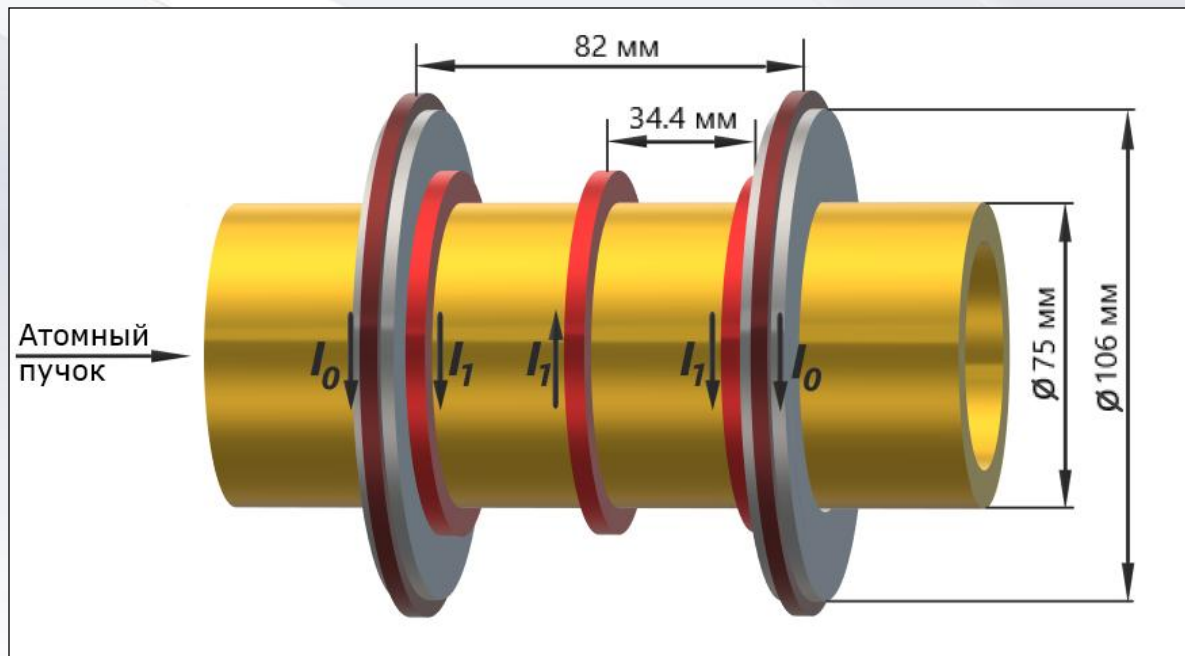
Сравнение результатов компьютерного моделирования с измерениями



Ток I , текущий через кольца, задаёт конфигурацию магнитного поля, которое влияет как на изменение "эффективности переходов между уровнями", так и на разницу фаз амплитуд спиновых состояний атома. Таким образом, мы имеем только одну "ручку" для одновременной регулировки этих двух параметров. Чтобы иметь возможность изменять их независимо, необходимо внести изменения в конструкцию интерферометра. Что и было сделано.

Усовершенствованная (конечная) схема спинового интерферометра

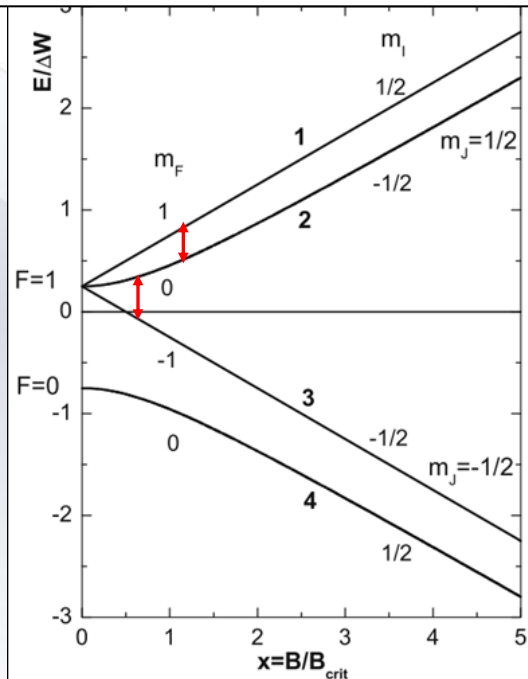
Добавление двух токовых колец большего диаметра позволило создать однородное магнитное поле в интерферометре, влияющее на разность фаз амплитуд спиновых состояний атома и не изменяющее их абсолютные значения. Теперь, меняя ток I_0 , мы изменяем только разность фаз. Ток I_1 влияет как на изменение разности фаз, так и на амплитуду колебаний. Направление тока I_0 выбрано так, что иметь возможность сделать разность фаз равную нулю.



Использование спинового интерферометра :: Реализация квантовых вычислений

Атом водорода состоит из протона и электрона. Каждый из них имеет спин, равный $1/2$. Следовательно, у нас есть система, состоящая из двух кубитов: значение одного зависит от спинового состояния протона, значение другого - от спинового состояния электрона. За логический "0" будем принимать состояние с проекцией спина $+1/2$, а логической "1" будет соответствовать состояние с проекцией спина $-1/2$.

Осуществляя переходы между уровнями атома (1-2, 2-3), можно изменять состояния кубитов, независимо друг от друга.



Двухкубитную логическую операцию **CNOT** (контролируемое отрицание, управляемое «НЕ») можно реализовать, пропуская атомы через область, где индуцируется переход 3-4 или 1-4.

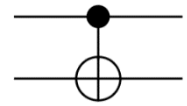
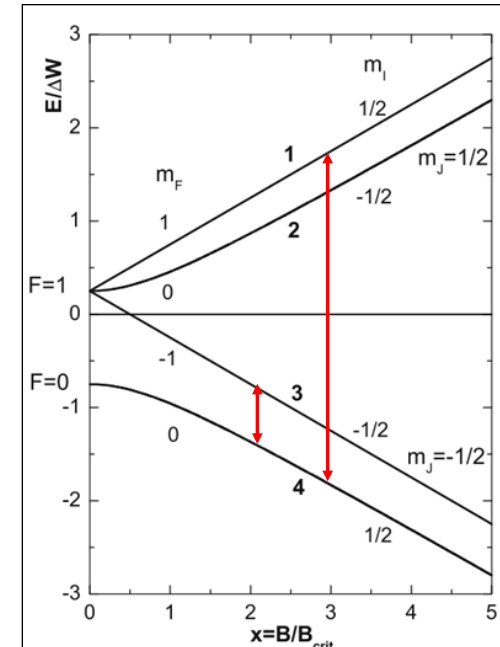


Таблица истинности:

Вход		Выход	
0	0	0	0
0	1	0	1
1	0	1	1
1	1	1	0

Матрица преобразования имеет вид:

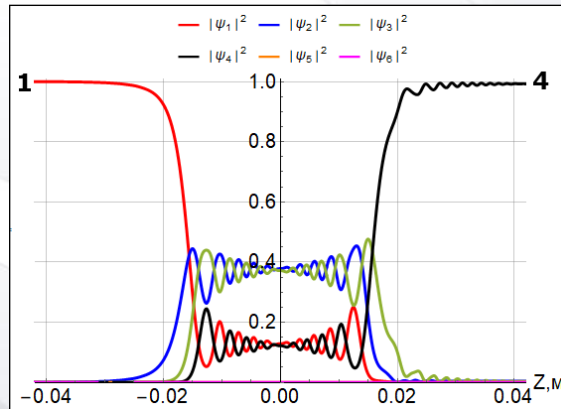
$$CNOT = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$



Теорема: Любое квантовое вычисление (сколь угодно сложное, двух или многокубитное) можно реализовать, имея произвольные однокубитные вентили и двухкубитный вентиль CNOT. Ссылка на доказательство: https://www.youtube.com/watch?v=5AF6a8LCFF4&list=PLUbD59ZHv1GRu_KeMzDdwLB9lpeabl4Mx&index=5

Использование спинового интерферометра :: Реализация квантовых вычислений

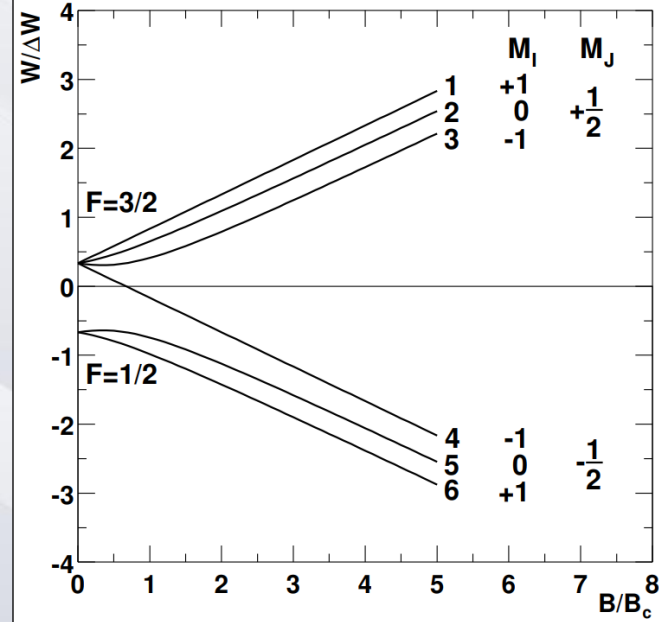
Для двух кубитов на входе: логическому "0" соответствует положительная проекция спина (+1/2,+1), логическая "1" – отрицательная проекция спина (-1/2,-1). Результат суммы – измеренная LSP проекция спина ядра дейтрона: логический "0" – проекция спина -1; логическая "1" – проекция спина 0; логическая "2" – проекция спина ядра +1.



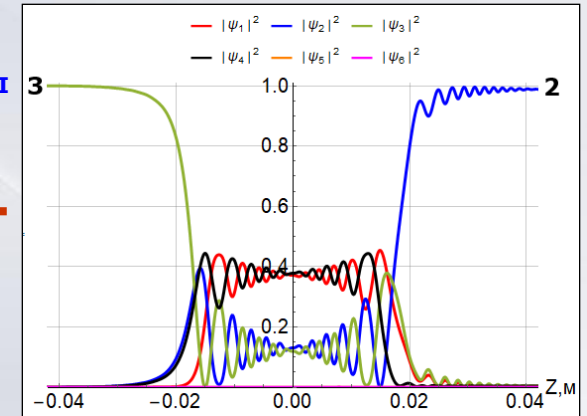
M_J
+1/2
 M_I
+1
0 + 0

M_I
-1
0

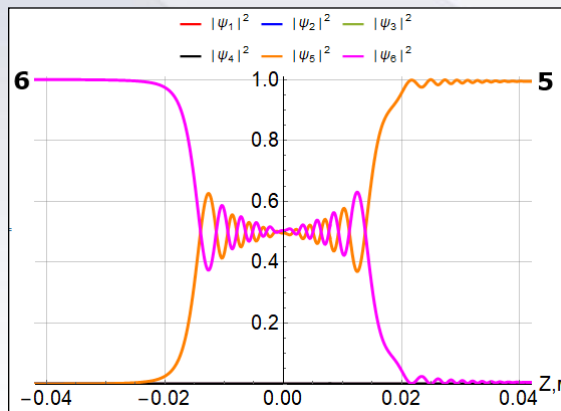
Энергетические состояния дейтерия в магнитном поле. M_J и M_I – проекции спинов электрона и ядра. F – полный момент атома.



M_J
+1/2
 M_I
-1
0 + 1



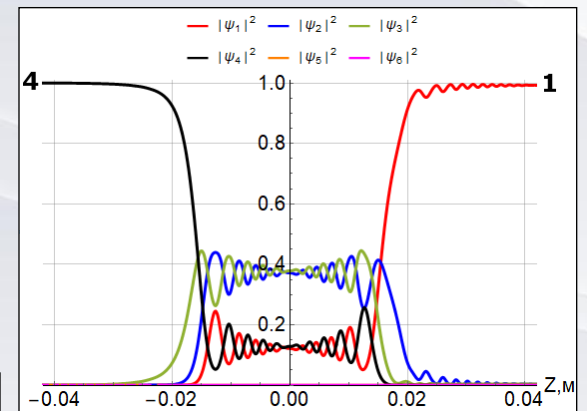
M_I
0
1



M_J
-1/2
 M_I
+1
1 + 0

M_I
0
1

M_J
-1/2
 M_I
-1
1 + 1



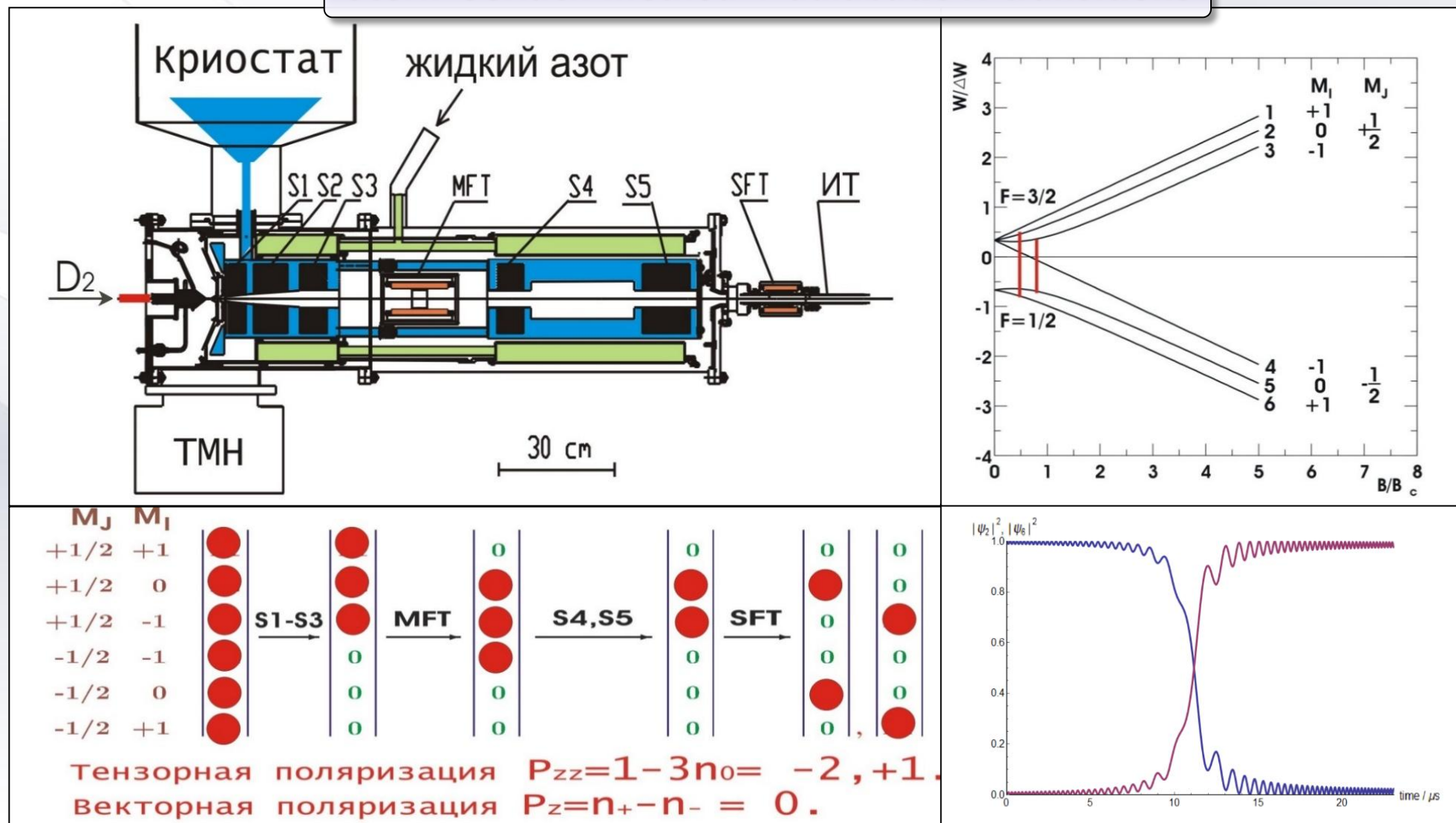
M_I
+1
2

Как видно, при токах $I_0=0.81$ А и $I_1=3.45$ А спиновый интерферометр работает как сумматор.

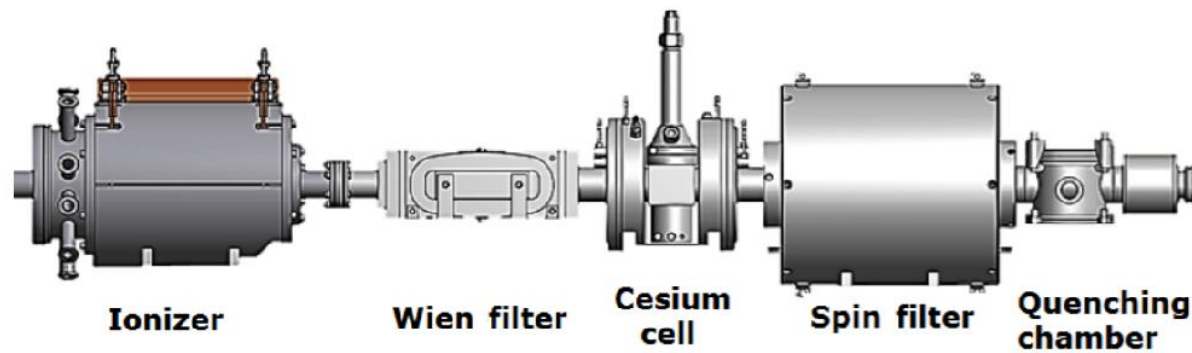
- Изучена динамика спина атомарного водорода/дейтерия при его прохождении через магнитное поле, созданное тремя токовыми кольцами так, что направление тока центрального кольца противоположно направлению токов двух других.
- Показано, что в этом случае изменение спиновых состояний атома происходит по схеме, аналогичной схеме двухуровневого квантового интерферометра.
- Результаты компьютерного моделирования, учитывающего как реальную конфигурацию магнитного поля, так и измеренное распределение атомов по скоростям, хорошо согласуются с экспериментальными данными.
- Разработанный спиновый интерферометр имеет широкую область применения: от измерения сверхмалых магнитных полей до реализации квантовых вычислений (показан вариант, когда интерферометр выполняет функцию суммирования двух кубитов).

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ !

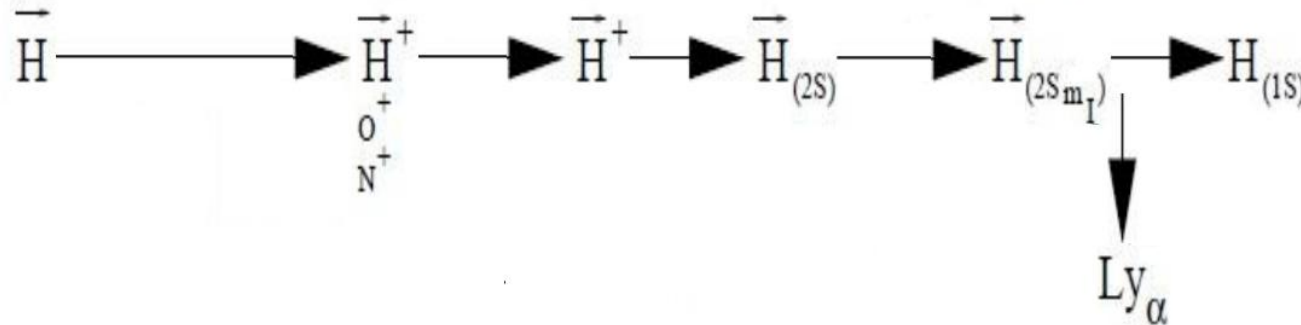
Stern-Gerlach method + adiabatic rf transitions



LAMB-SHIFT POLARIMETER



detection of metastable
 $H(2S)$ atoms by Lyman $_{\alpha}$
emission using stark-
effect quenching



Поляриметр на основе лэмбовского сдвига

