

К МЕТОДИКЕ АТОМНО-ЛУЧЕВОЙ РАДИОСПЕКТРОСКОПИИ*

Л. Л. Мясников

Исходя из полуклассической теории посредством простых оценок даются все основные результаты теории атомно-лучевой магнитного резонансного метода.

Предложенный Рамзеем [1] атомно-лучевой магнитный резонансный метод с разделенными переменными полями, так же как и метод Раби (см., например, [2]), может быть применен для определения спектральных линий поглощения, лежащих в радиодиапазоне. Эти линии могут соответствовать переходам между атомными магнитными уровнями в слабых магнитных полях, между уровнями, обусловленными квадрупольными взаимодействиями, вращательными уровнями тяжелых молекул, ядерными и молекулярными магнитными уровнями в сильных магнитных полях и т. д. Ограничиваясь случаем пучков из атомов щелочных элементов, рассмотрим некоторые выводы упрощенной теории.

На схеме, изображенной на рис. 1, атомный пучок, испускаемый печью П, проходит в вакууме через участки А и В, в которых созданы неоднородные магнитные поля, служащие для сортировки атомов по состояниям (в зависимости от знака эффективного дипольного магнитного момента) и для отклонения отсортированных пучков. Между А и В имеется участок С с однородным постоянным магнитным полем, в начале и конце которого расположены резонаторы E_1 и E_2 , возбуждаемые генератором СВЧ на резонансной частоте.

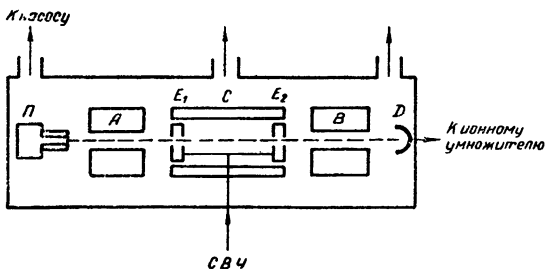


Рис. 1.

У атомов с квантовым числом для электронного момента количества движения, равным $J = \pm 1/2$ (сюда относятся щелочные элементы, например, цезий), при индуцированных радиочастотным полем резонансных переходах изменяется знак эффективного дипольного момента μ и, следовательно, изменяется направление силы $\mu dB/dz$ (B — магнитная индукция), отклоняющей атом в неоднородном магнитном поле. В случае одинаковой ориентации неоднородных магнитных полей можно свести к минимуму интенсивность пучка, прошедшего через указанную систему при отсутствии переменного поля и попадающего на ионизационный детектор D . Благодаря переходам в другое состояние, индуцированным переменным полем (поглощение), интенсивность атомного пучка, попадающего на детектор, будет уве-

* Доклад на I Всесоюзной конференции по статистической радиофизике, Горький, 1958.

личиваться. Основанный на этом „нулевой метод“ аналогичен оптическому методу Теплера, в котором оптическая система устанавливается ножом Фуко на темноту, причем при изменении показателя преломления возникает перераспределение интенсивности, дающее полосы. На рис. 2 показан ход атомного пучка в неоднородных магнитных полях (пунктиром—в случае перехода в другое состояние); внизу

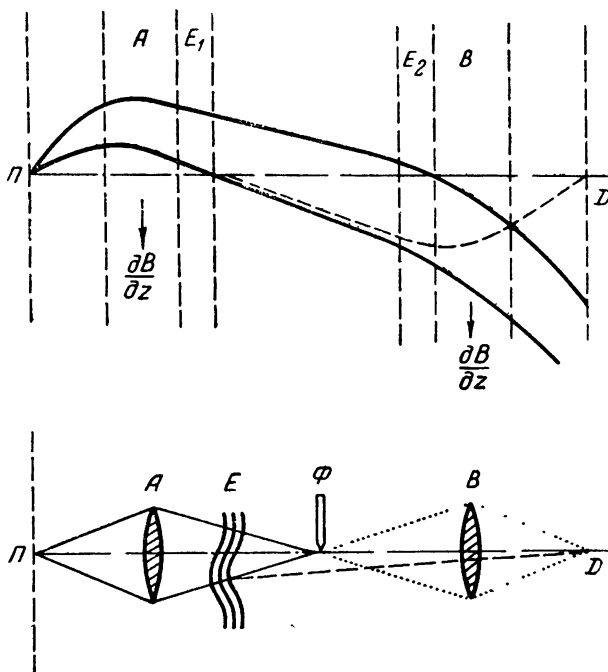


Рис. 2.

изображена аналогичная оптическая схема. Роль ножа Фуко Φ играет неоднородное магнитное поле в сочетании с заслонками. Можно использовать классическую аналогию с „преломлением“, вводя некоторый эквивалентный показатель преломления, характеризующий отклонение пучков, в которых совершились переходы.

Для таких переходов должен иметь место резонанс: частота переменного поля в резонаторах должна совпадать с частотой Лармора

$$\omega_0 = (W_2 - W_1)/\hbar = \gamma_J H_0,$$

где γ_J — гиромагнитное отношение, \hbar — постоянная Планка, 1 и 2 — номера состояний, H_0 — напряженность постоянного магнитного поля.

Придерживаясь рамок полуклассической теории, введем понятие длины ориентационной волны для атома, пролетающего со скоростью α пространство, в котором имеются однородное постоянное и переменное поля. Эта длина волны

$$\Lambda = 2\pi\alpha/\omega_{op},$$

где ω_{op} — частота переориентации эффективного дипольного момента, равная $\omega_{op} = \gamma_J H_1$ (H_1 — амплитуда переменного магнитного поля). Если ввести сюда частоту Лармора, то

$$\omega_{op} = \omega_0 H_1/H_0.$$

В промежутке с переменными полями, имеющем полную длину $2l$, должно произойти „опрокидывание“ дипольного момента*, т. е. переход атома в другое состояние, обусловленный первоначальным фоном, который дают рассеянные атомы, попадающие на ионизационный детектор. Этот переход вызывает нарушение установки на минимум. Необходимо поэтому, чтобы

$$2l \sim \Lambda/2.$$

Это условие оптимума приводит к соотношению

$$\omega_0 (H_1/H_0) l/\alpha = \pi/2, \quad (1)$$

которое практически совпадает с приведенным Рамзеем условием

$$2b \frac{l}{\alpha} = 0,6 \pi.$$

Здесь α — наивероятнейшая скорость атома, а

$$b = \hbar^{-1} e^{i\omega_0 t} (2 | V | 1),$$

где $(2 | V | 1)$ — матричный элемент энергии взаимодействия, соответствующий переходу из состояния 1 ($m_J = -1/2$) в состояние 2 ($m_J = +1/2$). Величина b равна

$$b = \omega_0 H_1/2H_0.$$

Естественная ширина резонансной линии индуцированного поглощения вытекает из классического соотношения неопределенности

$$\Delta\nu t_\alpha \sim 1,$$

где $\Delta\nu$ — ширина частотного спектра импульса продолжительностью t_α , причем t_α — время пролета атома. Ширина спектра $\Delta\nu$ может быть выражена через полуширину линии $\Delta\nu_0$, измеренную на высоте половинной интенсивности:

$$2\Delta\nu_0 \sim 1/2t_\alpha.$$

В рассматриваемом радиоспектроскопическом методе распределение интенсивности носит интерференционный характер. При этом существенна интерференция ориентационных волн, идущих из E_1 и E_2 ; спектр находится разложением в интеграл Фурье импульса, длительность которого равна времени пролета между резонаторами. Таким образом, $t_\alpha \sim L/\alpha$, и ширина максимума

$$2\Delta\nu_0 \sim 0,5\alpha/L. \quad (2)$$

Это практически совпадает с соотношением $2\Delta\nu_0 = 0,65\alpha/L$, приведенным Рамзеем.

Вблизи резонанса наблюдается резкая интерференционная картина, дающая немногие полосы интерференции в середине контура резонансной линии. Эта картина зависит от сдвига фаз колебаний в резонаторах. Получаемые при различных сдвигах фаз интерференционные картины можно приближенно представить как результат сдвига синусоидального распределения интенсивности вблизи резонанса на определенный фазовый угол (в зависимости от расстройки $\Omega = (\omega_0 - \omega)/2\pi = \nu_0 - \nu$, см. рис. 3). Этот эффект напоминает интерференцию лучей

* Грубо говоря, на протяжении E_1 фаза ориентационных колебаний момента изменится на $\pi/2$, а после E_2 — еще на $\pi/2$.

от двух элементов спектрографа (двух щелей, двух пластин и т. п.). При сдвиге фаз на $\pi/2$ полоса смещается на $\pi/2$. „Период“ синусоиды приблизительно равен $4\Delta\nu_0 t_\alpha$. При сдвиге фаз на δ максимум сдвигается на $2\Delta\nu_0 \delta t_\alpha / \pi$.

Несколько дальше от центра контур резонансной линии имеет лоренцову форму, причем ширина определяется выражением

$$2\Delta\nu_1 \sim \alpha/l, \quad (3)$$

которое совпадает с используемым в методе Раби. Таким образом, на контур линии поглощения вблизи максимума накладывается синусоидальная периодическая структура, дающая возможность значительного увеличения разрешающей силы радиоспектроскопа. Это совпадает с результатами подробной теории, разработанной Рамзеем.

Мне хотелось бы выразить искреннюю признательность В. Ф. Волкову, А. И. Наумову и Л. Н. Ходалевой за участие в обсуждении этой работы.

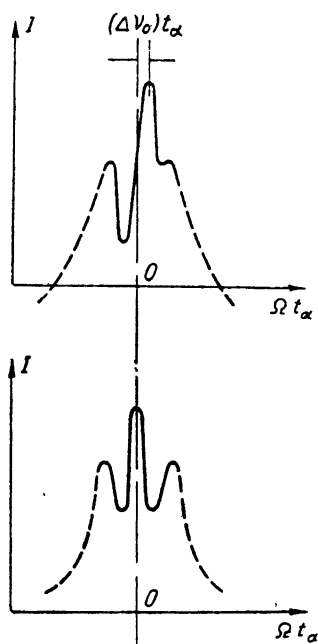


Рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. F. Ramsey, Phys. Rev., **76**, 996 (1949); Phys. Rev., **78** 695 (1950).
2. N. F. Ramsey, Molecular Beams, Oxford, 1956.

Исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
27 ноября 1958 г.