

возможность варьирования спектральных характеристик голограмм во всем видимом диапазоне в зависимости от энергии актиничной засветки. Полученные результаты подтверждают также предположение [1] о возможных механизмах формирования голографических структур, обеспечивающих спектральную неселективность.

В заключение отметим, что при определенной величине исходного поглощения эмульсии и определенных режимах обработки экспонированных слоев возможно создание отражательных голограмм с практически любыми наперед заданными спектральными характеристиками. Это существенно расширяет возможности изобразительной и прикладной голографии и создает значительные перспективы для реализации ахроматических голографических элементов и систем.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Какичашвили Ш.Д., Вардосанидзе З.В., Леселидзе Д.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 7. С. 602-606.
- [2] Денисюк Ю.Н. // ДАН СССР. 1962. В. 144. С. 1775.
- [3] L i n L.H. // Appl. Opt. 1969. V. 8. P. 963.
- [4] Какичашвили Ш.Д., Вардосанидзе З.В., Леселидзе Д.В. // Письма в ЖТФ. Т. 9. В. 18. С. 1103-1104.

Институт кибернетики
АН ГССР, Тбилиси

Поступило в Редакцию
8 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13

12 июля 1990 г.

03

© 1990

ДИФфуЗИЯ АТОМОВ ЦЕЗИЯ В ДЕЙТЕРИИ

Н.А. Д о в а т о р, С.П. Д м и т р и е в

В настоящей работе впервые сообщается об измерении коэффициента диффузии атомов ^{133}Cs в дейтерии D_2 и указывается на аномальное соотношение коэффициентов диффузии цезия в водороде и дейтерии.

Эксперимент был основан на эффекте нерезонансного спинового эха в ансамбле оптически ориентированных атомов [1] и заключался в следующем. Стеклоянная кювета, содержащая цезий и в качестве буферного газа дейтерий, помещалась в магнитный экран. После оптической ориентации атомов цезия циркулярно поляризованным резонансным излучением от цезиевой лампы импульсным образом

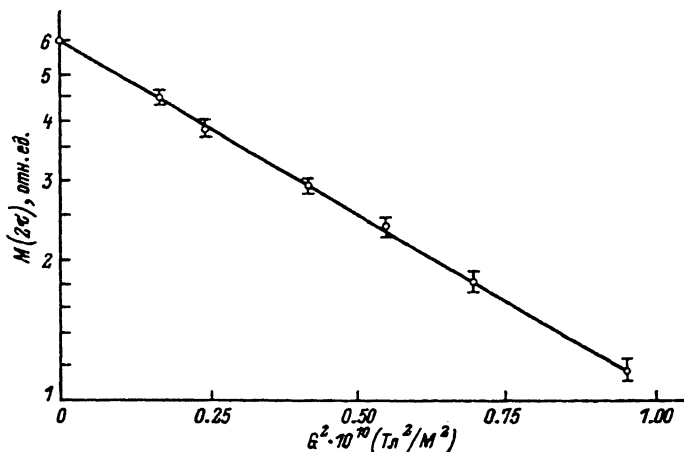


Рис. 1. Экспериментальная зависимость амплитуды нерезонансного спинового эха от градиента магнитного поля, полученная для цезиевой кюветы, содержащей дейтерий при $p = 8 \cdot 10^3$ Па ($B_0 = 1.7 \cdot 10^{-6}$ Тл, $\tau = 5$ мс, $T = 293$ К).

включалось поперечное (перпендикулярное свету накачки) магнитное поле \vec{B}_0 , создаваемое кольцами Гельмгольца. Это вызывало прецессию созданной светом намагниченности паров цезия вокруг \vec{B}_0 , а также ее быстрое затухание, обусловленное расфазировкой магнитных моментов отдельных атомов цезия из-за неоднородности магнитного поля. Искусственная неоднородность магнитного поля \vec{B}_0 обеспечивалась с помощью градиентных (включенных встречным образом) обмоток колец Гельмгольца. После затухания суммарной намагниченности цезиевых атомов в момент времени $\tau < T_2^*$ (отсчет времени τ производился от момента включения поля \vec{B}_0 , T_2^* — эффективное время поперечной релаксации ориентированных атомов цезия) осуществлялась инверсия направления поля \vec{B}_0 . Обращение направления прецессии атомных магнитных моментов приводило к их постепенной рефазировке, что обуславливало появление в момент времени 2τ сигнала нерезонансного спинового эха. В эксперименте сигнал спинового эха регистрировался в виде импульсного изменения поглощения света накачки, проходящего через кювету.

Определение коэффициента диффузии D_0 атомов цезия осуществлялось путем анализа амплитудной зависимости эхо-сигнала от величины градиента магнитного поля при фиксированном значении τ . Пример такой зависимости для цезиевой ячейки, заполненной дейтерием при давлении $p = 8 \cdot 10^3$ Па, представлен на рис. 1. Коэффициент диффузии определялся по наклону экспериментальной за-

висимости, описываемой, как и в случае обычного спиновоего эха Хана [2], выражением:

$$M(2\tau) = M_0 \exp \left[-2\tau/T_2^* - \frac{2}{3} \gamma^2 G^2 D_0 \frac{\rho_0}{P} \tau^3 \right], \quad (1)$$

где M_0 - величина намагниченности паров цезия, созданная светом накачки до включения магнитного поля \vec{B}_0 , $M(2\tau)$ - амплитуда эхосигнала, $T_2^{*-1} = T_{2\text{тепл}}^{-1} + T_{2\text{свет}}^{-1}$, $T_{2\text{тепл}}$ - тепловое время релаксации ориентированных атомов, а $T_{2\text{свет}}$ - световое время релаксации, $\rho_0 = 1.013 \cdot 10^5$ Па, p -давление дейтерия, γ - гироманнитное отношение для атомов цезия, G - градиент магнитного поля. Необходимая в таком эксперименте градуировка колец Гельмгольца по градиенту магнитного поля осуществлялась следующим образом.

На цезиевую кювету цилиндрической формы надевалась маска из светонепроницаемого материала, изготовленная в виде полого цилиндра с двумя узкими щелями, прорезанными перпендикулярно его оси. Включение неоднородного поперечного магнитного поля \vec{B}_0 приводило к тому, что прецессия намагниченности цезиевых атомов, находящихся в двух пространственно разделенных объемах кюветы, определяемых щелями (ось кюветы была направлена вдоль поля \vec{B}_0), происходила с разной частотой. В результате выходной сигнал фотодетектора, с помощью которого регистрировалось изменение интенсивности света накачки после прохождения кюветы, испытывал биения с частотой, равной полуразности частот прецессии в упомянутых выше объемах кюветы:

$$S_{\text{фд}} = I^{-t/T_2^*} \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cdot \cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t, \quad \omega_1 - \omega_2 = \gamma \Delta B, \quad (2)$$

где $\Delta B = (B_1 - B_2)$ - разность величин индукции магнитного поля в двух объемах кюветы. Зная расстояние l между центрами щелей и измерив частоту биений $\Omega = (\omega_1 - \omega_2)/2$, можно было вычислить величину $G = \Delta B/l = 2\Omega/\gamma l$. В качестве примера на рис. 2 представлена осциллограмма сигнала фотодетектора, полученная для цезиевой ячейки ($\phi 40 \times 60$ мм, $l = 2$ см, ширина щелей 3 мм), помещенной в неоднородное магнитное поле B_0 .

С целью испытания описанной выше методики измерения D_0 с учетом определения G по сигналу биений были проведены измерения коэффициента диффузии атомов цезия в неоне. Эта величина хорошо известна, поскольку неоднократно измерялась с помощью разных способов (см., например, ссылки в [3]). Наш эксперимент дал величину $D_0(\text{Cs} - \text{Ne}) = 0.23 \pm 0.03 \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 293 \text{ K}$, где основная погрешность определялась неоднородностью градиента магнитного поля, создаваемого в объеме кюветы встречно включенными обмотками колец Гельмгольца [4]. Полученное в нашем эксперименте значение $D_0(\text{Cs} - \text{Ne})$ хорошо (в пределах погрешностей измерений) согласуется с данными других авторов, в частности,

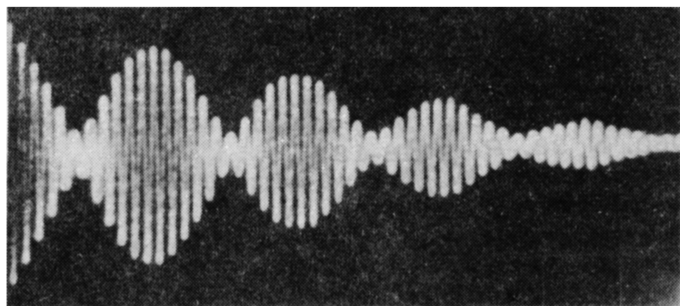


Рис. 2. Оциллограмма сигнала свободной прецессии, зарегистрированная для цезиевой кюветы с надетой маской, в случае $\zeta = 7.6 \cdot 10^{-6}$ Тл/м.

совпадает со значением коэффициента диффузии, приведенном в работе [5].

После такой проверки были выполнены измерения искомой величины $\mathcal{D}_0(Cs - D_2)$. При этих измерениях использовался набор кювет ($\varnothing 40 \times 60$ мм), содержащих цезий и дейтерий (примесь водорода была не более 2 %) при фиксированном давлении от $4 \cdot 10^3$ до $14 \cdot 10^3$ Па. Получено значение $\mathcal{D}_0(Cs - D_2) = 0.34 \pm 0.05$ см²/с при $T = 293$ К.

Было проведено сравнение измеренного таким образом коэффициента диффузии $\mathcal{D}_0(Cs - D_2)$ с коэффициентом диффузии цезия в водороде [6]. При этом оказалось, что отношение коэффициентов диффузии $K_{\text{экс}} = \mathcal{D}_0^{\text{экс}}(Cs - H_2) / \mathcal{D}_0^{\text{экс}}(Cs - D_2)$ меньше

$$K_{\text{теор}} = \left(\frac{m_{D_2}}{m_{H_2}} \cdot \frac{m_{H_2} + m_{Cs}}{m_{D_2} + m_{Cs}} \right)^{1/2} = 1.4 \quad (\text{см. [7]}, \text{ где } m_{H_2}, D_2, Cs -$$

массы сталкивающихся частиц) приблизительно на 12 %. С целью уточнения величины $K_{\text{экс}}$ (путем уменьшения систематических ошибок измерений) был поставлен дополнительный эксперимент. Суть его состояла в том, что величина $K_{\text{экс}}$ определялась как отношение

логарифмов приведенных амплитуд эхо-сигналов $M^*(2\tau) = M(2\tau, \zeta) / M(2\tau, \zeta = 0)$ (см. (1)), измеренных для цезиевых ячеек с водородом и дейтерием в одинаковых условиях. Для этого измерения проводились на одной установке, при одних и тех же параметрах эксперимента ζ, T, ρ, τ и при использовании кювет одинаковых размеров. В результате было получено уточненное значение соотношения $\mathcal{D}_0(Cs - H_2) / \mathcal{D}_0(Cs - D_2) = 1.25 \pm 0.05$. Оно по-прежнему заметно отличается от $K_{\text{теор}} = 1.4$.

Наблюдаемое отклонение $K_{\text{экс}}$ от $K_{\text{теор}}$ можно связать, например, с разной колебательно-вращательной структурой молекул H_2 и D_2 [8], не учитываемой в теоретических расчетах.

- [1] Доватор Н.А., Житников Р.А. // Письма в ЖЭТФ. 1980. № 31. С. 92-96.
- [2] Muller В., Bloom М. // Can. J. Phys. 1960. N 38. P. 1318-1323.
- [3] Harper W. // Rev. Mod. Phys. 1972. N 44. P. 169-249.
- [4] Афанасьев Ю.В., Студенцов Н.В., Хорев В.Н., Чечурин Е.Н., Шелкин А.П. Средства измерений параметров магнитного поля. Л.: Энергия, 1979. 272 с.
- [5] Legowski S. // J. Chem. Phys. 1964. N 41. P. 1313-1319.
- [6] Доватор Н.А., Дмитриев С.П. Тез. П Всесоюз. семинара по оптической ориентации атомов и молекул. Л.: ФТИ, 1989. С. 60.
- [7] Mason E.A., Margero T.P. // Adv. in At. and Mol. Phys. 1970. N 6. P. 156-180.
- [8] Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: ГИФМЛ, 1962. 892 с.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
17 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13

12 июля 1990 г.

08

© 1990

О СКОРОСТИ ДОМЕНА И АБСОЛЮТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ПРИ АКУСТОЭЛЕКТРОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ

В.М. Рысаков

Несмотря на интенсивное изучение процесса развития акустической неустойчивости при акустоэлектронном взаимодействии в пьезополупроводниках (см. например, [1-2]), многие его стороны остались до сих пор не понятыми. В частности, до сих пор нет полной ясности относительно механизмов, влияющих на образование и развитие движущегося акустоэлектрического домена. Экспериментально [3, 4] было обнаружено повышение концентрации электронов в области домена, однако этот эффект не привлекался для объяснения каких-либо его свойств. Лишь недавно [5] было показано, что та-