

01

## Балансное детектирование сигналов линейного дихроизма в цезии

© А.К. Вершовский, А.С. Пазгалев, М.В. Петренко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: antver@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 15.08.2024 г.

В окончательной редакции 15.08.2024 г.

Принята к публикации 26.08.2024 г.

Представлены результаты теоретического и экспериментального сравнения методов регистрации сигналов линейного дихроизма, возникающих в насыщенных парах щелочного металла (цезия) под воздействием линейно поляризованного света, распространяющегося перпендикулярно к магнитному полю. Такие сигналы представляют как фундаментальный, так и прикладной интерес прежде всего для реализации новых методов стабилизации частоты лазера по атомным переходам. Помимо стандартного метода измерения полной интенсивности пробного света, исследован метод балансного детектирования, широко применяемый для детектирования сигналов циркулярного двулучепреломления; основным его преимуществом является то, что он обеспечивает подавление шума интенсивности лазерного излучения. Показано, что при регистрации сигналов линейного дихроизма применение этого метода также способно обеспечить и преимущество в отношении сигнала к шуму. Использование балансных схем открывает дополнительные возможности применения эффекта линейного дихроизма.

**Ключевые слова:** линейный дихроизм, оптическое выстраивание, линейно поляризованный свет, поперечное магнитное поле, балансное детектирование сигнала.

DOI: 10.61011/OS.2024.08.59034.6982-24

### Введение

Исследования спиновых эффектов, возникающих в атомарных средах (и их ближайших аналогах, таких как центры окраски в кристаллах, квантовые точки и т.д.) под воздействием резонансного излучения приобретают в настоящее время все большее значение. Фундаментальный интерес к этой теме обусловлен лавинным ростом практических применений, среди которых квантовая сенсорика [1], квантовая интерферометрия [2,3], квантовая информатика [4], методы лазерного охлаждения атомов [5] и многое другое. Подавляющее большинство исследований при этом посвящено эффектам оптической ориентации — процесса, при котором атомы под воздействием циркулярно поляризованного излучения приобретают ненулевой коллективный магнитный момент, либо двухфотонным эффектам (КПН, ЕПТ и т.д.) [6–8].

Однако оптическая ориентация — не единственный возможный результат оптической накачки, но всего лишь первый в иерархии подобных эффектов. Как известно, под воздействием линейно поляризованного излучения в магнитном поле в атомарной среде возникает так называемое выстраивание — неравновесное состояние, заключающееся в симметричном распределении населенностей атомов по магнитным подуровням (в отличие от ориентации, которой соответствует максимально асимметричное распределение атомов по подуровням). Более строгое определение выстраивания

и его отличия от распределений более высоких порядков можно найти в [9,10].

Как следует из вышесказанного, выстраивание в отличие от ориентации не сопровождается возникновением в среде ненулевого среднего магнитного момента; это обуславливает неприменимость ряда методов, используемых при детектировании ориентации, для детектирования выстраивания. Поэтому эффекты выстраивания не нашли такого широкого применения, как эффекты ориентации. Тем не менее в геометрии Фойхта, в которой луч распространяется вдоль оси  $z$  перпендикулярно магнитному полю (МП), с вектором которого связано направление оси  $x$ , возможно эффективное детектирование сигналов выстраивания по поглощению пробного излучения.

Исследование эффектов, вызываемых линейно поляризованным светом, представляет интерес по ряду причин, из которых наиболее существенной представляется следующая: использование линейно поляризованной накачки в геометрии Фойхта предоставляет возможность манипулировать относительным направлением плоскости поляризации и МП — что невозможно при накачке светом с круговой поляризацией. А это, в свою очередь, позволяет управлять выстраиванием в системе и регистрировать переменные во времени сигналы линейного дихроизма (ЛД), не связанные с магнитным резонансом. Такие сигналы, в частности, были экспериментально исследованы в [11] и использованы для стабилизации частоты лазерного излучения без ее модуляции.

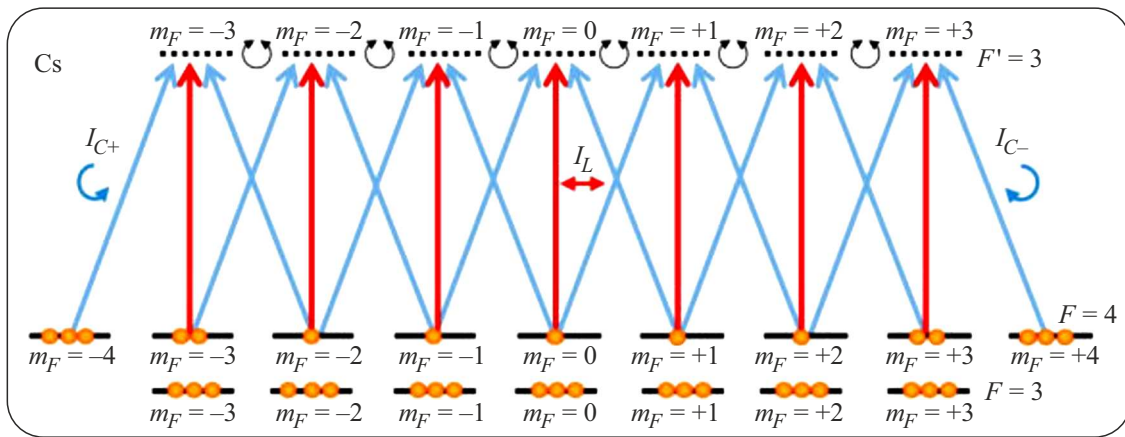


Рис. 1. Схема уровней и переходов в Cs при накачке и детектировании линейно поляризованным светом на линии  $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ .

Целью настоящей работы является теоретический анализ и экспериментальное исследование сигналов ЛД под воздействием резонансного линейно поляризованного излучения в парах щелочного металла (цезия) и сравнение способов их детектирования. Ожидаемый результат такого исследования — расширение возможностей использования эффекта ЛД в прикладных задачах, в первую очередь — в задачах стабилизации частоты лазерного излучения. В работе будет исследована целесообразность применения балансных схем (см., например, [12,13]) для детектирования ЛД. Такие балансные схемы, по сути измеряющие угол поворота плоскости поляризации пробного излучения, широко применяются для детектирования сигналов циркулярного двулучепреломления при накачке циркулярно поляризованным светом. Они обеспечивают эффективное подавление шума лазерного излучения и потому также могут открыть дополнительные возможности применения эффекта ЛД.

Экспериментальное исследование сигналов выстраивания в настоящей работе проведено в наиболее интересной с практической точки зрения однолучевой схеме, в которой луч накачки одновременно играет роль детектирующего (пробного) луча.

## Теория

Рассмотрим так называемую двухлучевую схему, в которой сквозь атомную среду проходят сильный луч накачки и слабый пробный луч. Пусть оба этих луча распространяются вдоль оси  $z$ , а слабое МП направлено вдоль оси  $x$ . ЛД в такой системе проявляется в возникновении разницы коэффициентов поглощения  $K_x$  и  $K_y$ , измеренных слабым пробным лучом, вектор линейной поляризации которого последовательно направляется вдоль собственных осей системы  $x$  и  $y$ .

Прохождение слабого пробного света с произвольным азимутом поляризации  $\varphi_0$  через среду в формализме

Джонса описывается следующим образом:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \mathbf{T} \cdot \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $E_{0x} = E_0 \cos(\varphi_0)$ ,  $E_{0y} = E_0 \sin(\varphi_0)$ ,  $e_0$  — амплитуда электрической составляющей световой волны,  $\mathbf{T}$  — матрица Джонса, содержащая коэффициенты пропускания  $T_{ij}$ . Далее мы будем считать, что элементы матрицы  $\mathbf{T}$  вещественны (т.е. двулучепреломление отсутствует), недиагональные элементы равны нулю — что следует из симметрии рассматриваемой системы (симметрия второго порядка, возникающая при наличии одной выделенной оси  $x$ ):

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T_{xx} & 0 \\ 0 & T_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{1-K_x} & 0 \\ 0 & \sqrt{1-K_y} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

В общем случае коэффициенты поглощения света, поляризованного вдоль осей  $x$  и  $y$  координатной системы, не равны, и мы можем ввести понятие вектора поглощения  $\mathbf{K}$  с компонентами  $K_x$  и  $K_y$ . Интенсивность и азимут поляризации на входе и выходе из среды равны соответственно

$$I_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 = I_{0x} + I_{0y}, \quad I = E_x^2 + E_y^2 = I_x + I_y,$$

$$\varphi_0 = \arctan\left(\frac{E_{0y}}{E_{0x}}\right), \quad \varphi = \arctan\left(\frac{E_y}{E_x}\right). \quad (3)$$

В общем случае поворот плоскости поляризации излучения  $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0 \neq 0$ . Интенсивности компонент луча, характеризующихся поляризацией вдоль осей  $x$  и  $y$  системы координат, соответственно равны

$$I_{0x} = I_0 \cdot \cos^2(\varphi_0), \quad I_x = I \cos^2(\varphi),$$

$$I_{0y} = I_0 \cdot \sin^2(\varphi_0), \quad I_y = I \sin^2(\varphi). \quad (4)$$

В многоуровневой системе, характеризующейся линейным дихроизмом, компоненты коэффициента поглощения  $K_x$  и  $K_y$  сложным образом зависят от условий

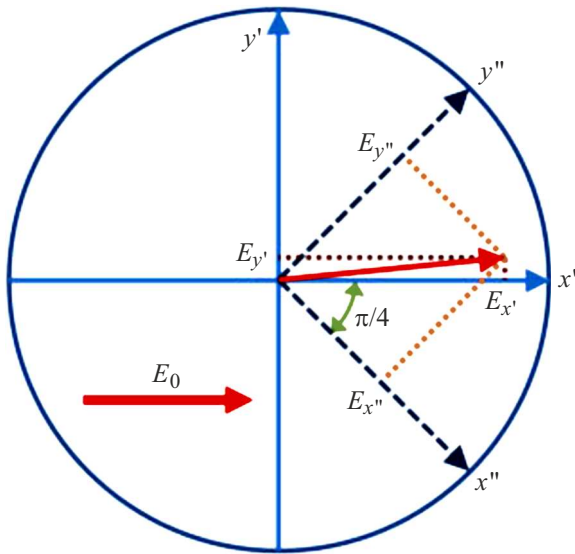


Рис. 2. Балансное (дифференциальное) детектирование сигнала.

накачки. Величину  $\Delta K$  эффекта ЛД при этом определяет относительная разность коэффициентов поглощения:  $\Delta K = (K_x - K_y)/(K_x + K_y)$ .

Рассмотрим ячейку с щелочными атомами и буферным газом; давление буферного газа будем считать достаточным для того, чтобы обеспечить полное перемешивание возбужденных состояний атома при его столкновениях с атомами (или молекулами) газа. При этом возможно частичное или полное перекрытие контуров поглощения линий  $F = I + 1/2 \leftrightarrow F' = I - 1/2$  и  $F = I + 1/2 \leftrightarrow F' = I + 1/2$ . Схема уровней атома Cs ( $I = 7/2$ ) в простейшем случае, а именно при накачке и детектировании линейно поляризованным светом на линии  $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ , представлена на рис. 1.

Вертикальные стрелки здесь — линейно поляризованный свет (компонента накачки, поляризованная вдоль оси  $x$ ), наклонные стрелки — лево- и правополяризованный свет, на который раскладывается компонента накачки, поляризованная вдоль оси  $y$ . Вероятности переходов задаются коэффициентами Клебша–Гордана [14]. Двойные дугообразные стрелки обозначают перемешивание возбужденных состояний. Схема включает в себя 16 уровней основного состояния. Населенности возбужденных состояний в дальнейшем мы будем считать равными нулю. Сходным образом выглядят схемы накачки на трех остальных переходах  $D_1$  линии Cs.

Распределение населенностей в такой системе (в предположении об отсутствии каких-либо когерентностей в основном состоянии и о полном перемешивании уровней возбужденного состояния) может быть вычислено решением системы балансных уравнений. В общем случае для основного состояния с  $N = 2(2I + 1)$  зеемановскими уровнями эта система выглядит следующим

образом:

$$\begin{cases} \frac{dn_1}{dt} = Q - R_1 n_1, \\ \frac{dn_2}{dt} = Q - R_2 n_2, \\ \dots \\ \frac{dn_N}{dt} = Q - R_N n_N, \\ \sum_{m=1}^N n_m = 1, \end{cases} \quad (5)$$

где  $m = 1 \dots N$  — индекс,  $n_m$  — населенность уровня  $m$ ,  $R_m$  — полная скорость опустошения уровня  $m$ ,  $Q$  — полная скорость заселения уровней вследствие релаксации как возбужденного, так и основного состояния:

$$\begin{aligned} R_m &= P_{m,m} r_x + P_{m,m-1} r_{C-} + P_{m,m+1} r_{C+} + \gamma \\ &= P_{m,m} r_x + \frac{1}{2} (P_{m,m-1} + P_{m,m+1}) r_y + \gamma, \end{aligned}$$

$$Q = \frac{1}{N} \left( \sum_{m=1}^N R_m n_m \right), \quad (6)$$

$\gamma$  — скорость релаксации уровней основного состояния,  $r_x, r_y = r_{C+} + r_{C-}$ ,  $r_{C+} = r_{C-}$  — скорости возбуждения, пропорциональные соответствующим интенсивностям линейных и круговых компонент света накачки;  $P_{i,j}$  — относительные вероятности поглощения света единичной интенсивности и соответствующей поляризации (круговой для переходов с изменением магнитного квантового числа  $\Delta m_F = j - i = \pm 1$ , линейной поляризованной вдоль  $x$  — для переходов  $\Delta m_F = j - i = 0$ ) подуровнями основного состояния, образующие матрицу  $\mathbf{P}$ . Теория расчета величин  $P_{i,j}$  приведена в [14]. Табличные значения относительных вероятностей поглощения для переходов в структуре  $D_1$ - и  $D_2$ -линий щелочных металлов приведены в [15]. В дальнейших расчетах мы будем использовать безразмерные интенсивности света накачки, нормированные на  $\gamma$  [16]:  $I_{0x} = r_x/\gamma$ ,  $I_{0y} = r_y/\gamma$ ,  $I_0 = I_{0x} + I_{0y}$ . Физический смысл  $I_0$  — относительное световое уширение уровня основного состояния.

Решение (5) ищется для стационарного случая, для этого производные по времени в (5) приравниваются к нулю. Дальнейший расчет поглощения может быть произведен двумя способами: либо непосредственно, суммированием поглощения (с использованием тех же коэффициентов вероятности) со всех задействованных уровней, либо разложением поляризации среды на сферические моменты с последующим умножением поляризационной матрицы среды на поляризационную матрицу света [9,10]. Применение этих двух способов должно приводить к одинаковым результатам, но второй способ удобен тем, что он позволяет отделить выстраивание (момент второго порядка) от ориентации (момент первого порядка) и моментов более высоких порядков.

Полученные в результате компоненты вектора поглощения в общем случае выглядят следующим образом:

$$K_x(I_{0x}, I_{0y}) = K_0 \left( 1 - \frac{A_x(I_{0x}, I_{0y})}{1 + B_x(I_{0x}, I_{0y})} \right),$$

$$K_y(I_{0x}, I_{0y}) = K_0 \left( 1 - \frac{A_y(I_{0x}, I_{0y})}{1 + B_y(I_{0x}, I_{0y})} \right), \quad (7)$$

где  $A_x, B_x, A_y, B_y$  — полиномы от степеней  $I_{0x}$  и  $I_{0y}$ , причем постоянные слагаемые в них равны нулю. Точное решение для системы с тремя подуровнями основного состояния содержит только полиномы первой степени. Решения для многоуровневых систем содержат полиномы более высоких степеней (5-й степени для изолированного перехода  $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$  в Cs), но в приближении слабой интенсивности накачки можно ограничиваться первыми порядками разложения по интенсивности.

Далее, подставляя (7) в (2) и используя (1)–(4), получаем выражения для интенсивности и поляризации прошедшего через ячейку пробного света.

В дальнейшем мы будем рассматривать однолучевую схему, в которой свет накачки одновременно играет роль пробного луча. Полный сигнал  $S_T$ , измеренный в прошедшем свете, просто равен интенсивности на выходе из ячейки:

$$S_T(I_0, \varphi_0) \equiv I(I_0, \varphi_0). \quad (8)$$

При этом для измерения величины дихроизма  $\Delta K$  требуются два измерения — при  $\varphi_0 = 0$  и  $\varphi_0 = \pi/2$ , соответственно необходима модуляция направления либо поляризации, либо вектора МП. Система координат  $(x, y)$  в любом случае остается привязанной к направлению МП.

Аналогичным образом можно определить сигнал  $S_B$  в балансной схеме. Пусть дифференциальное измерение производится методом деления луча на две компоненты с перпендикулярными поляризациями и изначально равными интенсивностями. Ось поляризационно-разделительного элемента (например, поляризационного куба, PBS) устанавливается под углом  $\pi/4$  к исходному азимуту поляризации луча, интенсивность компонент измеряется двумя фотоприемниками, сигналы которых для измерения сигнала  $S_B$  вычитаются, а для измерения сигнала  $S_T$  суммируются.

Введем две новые системы координат: систему  $(x', y')$ , связанную с азимутом входящего луча ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{x}'$ ), и систему  $(x'', y'')$ , связанную с фотоприемником (рис. 2). В системе координат  $(x'', y'')$  регистрируемые сигналы  $S_T$  и  $S_B$  выражаются следующим образом:

$$S_T = I_y'' + I_x'' = E_y''^2 + E_x''^2,$$

$$S_B = I_y'' - I_x'' = E_y''^2 - E_x''^2. \quad (9)$$

Переход к системе координат  $(x', y')$ , связанной с плоскостью поляризации луча, и к системе координат

$(x, y)$ , связанной с полем, совершается стандартным преобразованием (поворотом на угол  $\pi/4$ ), при этом

$$S_T = I_x' + I_y',$$

$$S_B = -2\sqrt{I_x' I_y'} \quad (10)$$

и обратное преобразование

$$I_{x'} = \frac{1}{2} \left( S_T + \sqrt{S_T^2 - S_B^2} \right),$$

$$I_{y'} = \frac{1}{2} \left( S_T - \sqrt{S_T^2 - S_B^2} \right). \quad (11)$$

Сигнал  $S_T$ , как и следовало ожидать, не зависит от системы координат. Величина сигнала  $S_B$  определяется углом  $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0$  поворота плоскости поляризации луча

$$S_B = -\frac{1}{2} \sin(2\Delta\varphi). \quad (12)$$

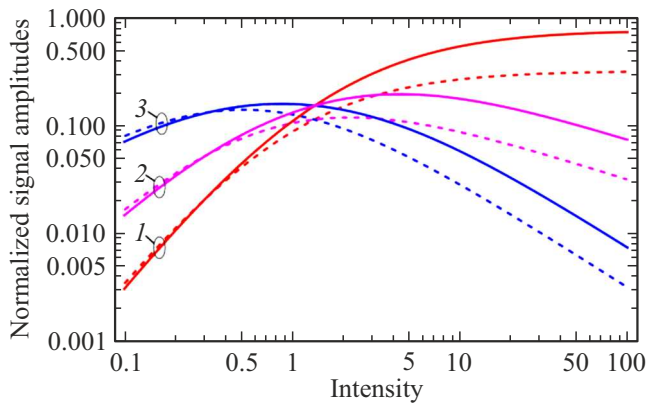
При  $\Delta\varphi \ll 1$ , что в случае сигналов ЛД выполняется практически всегда,  $S_B \sim \Delta\varphi$ . Таким образом, оба сигнала  $S_T$  и  $S_B$  можно выразить в представлении, не зависящем от системы координат:

$$S_T = I,$$

$$S_B = -I \cdot \Delta\varphi. \quad (13)$$

Одновременное измерение сигналов  $S_B$  и  $S_T$  дает информацию об интенсивности и угле поворота излучения. Из (1)–(3) следует, что величина  $\Delta\varphi$  в первом линейном приближении пропорциональна  $\Delta K$ , следовательно, измерение сигнала  $S_B$  при определенных условиях ( $\varphi_0 \neq n\pi/2$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$ ) способно дать информацию о величине ЛД всего за одно измерение. Это очевидное преимущество балансного метода детектирования сигналов ЛД, а именно отсутствие необходимости в модуляции относительного направления МП и поляризации, позволяет реализовать регистрацию сигналов ЛД на нулевой частоте.

На практике, однако, ряд факторов, среди которых первостепенным является избыточный шум лазерного излучения, спектральная плотность которого растет с уменьшением частоты, заставляет использовать способы переноса сигналов с нулевой частоты на более высокие частоты. Для этого мы использовали модуляцию направления вектора МП, которая технически осуществляется проще, чем модуляция азимута поляризации излучения, и при этом не требует усложнения схемы регистрации. В дальнейшем мы будем рассматривать ситуацию, когда вектор МП медленно (по сравнению со скоростью релаксации основного состояния Cs) вращается в плоскости, перпендикулярной направлению распространения луча; амплитуды  $A_{S_T}$  и  $A_{S_B}$  изменения регистрируемых при этом сигналов  $S_B$  и  $S_T$  дают информацию о величине  $\Delta K$ . Для практических целей в дальнейшем достаточно ограничить модуляцию направления вектора

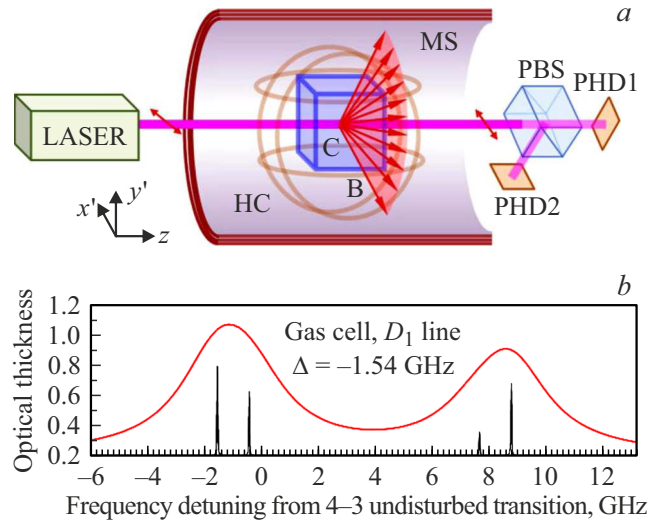


**Рис. 3.** В модели атома Cs в зависимости от безразмерной интенсивности накачки  $I_0$  в однолучевой схеме при единичной оптической плотности ( $K_0 = 1 - 1/e$ ): красные линии (1) — абсолютная величина сигналов  $A_{ST}$  и  $A_{SB}$ , фиолетовые (2) — величина сигналов  $A_{ST}/\sqrt{I_{ph}}$  и  $A_{SB}/\sqrt{I_{ph}}$ , отнесенных к корню из интенсивности  $I_{ph}$  на фотодетекторе (пропорциональна предельно достижимому отношению сигнал/шум), синие (3) — величина сигнала  $A_{ST}/I_{ph}$  и  $A_{SB}/I_{ph}$ , отнесенная к интенсивности  $I_{ph}$  на фотодетекторе.

МП двумя углами, обеспечивающими максимальный разброс сигнала.

Существенное преимущество балансного метода заключается в том, что он позволяет эффективно подавить вклад флуктуаций интенсивности лазерного излучения. Этот метод широко используется при детектировании оптической ориентации; однако в условиях оптической ориентации сигнал в балансной схеме обусловлен эффектом циркулярного двулучепреломления, и величина поворота ничем не ограничена — в оптически плотной ячейке при эффективной накачке плоскость поляризации может совершать десятки полных оборотов. Анизотропное поглощение, обусловленное эффектом ЛД, согласно (3), также способно вызвать поворот поляризации, если эта поляризация изначально направлена под углом к вектору магнитного поля [13]. Однако этот поворот сводится к „прижатию“ плоскости поляризации к одной из осей; следовательно, он ни при каких условиях не может превышать  $\pi/4$ . А если мы учтем малость эффекта дихроизма по сравнению с полным поглощением, то мы увидим, что значительные величины поворота в толстом слое сопровождаются существенным поглощением обеих компонент и, как следствие — падением абсолютной величины сигнала. Тем не менее, как будет показано далее, при определенных условиях применение балансной схемы имеет преимущество не только в подавлении шумов, но и в абсолютной величине сигнала.

На рис. 3 приведены вычисленные в рамках представленной выше модели атома Cs для ячейки с давлением буферного газа (азота) 200 Torr, значения полного размаха  $A_{ST}$  и  $A_{SB}$  (определяемые, как разность максимального и минимального значений при изменении угла  $\varphi$  в диапазоне от 0 до  $2\pi$ ) сигналов  $S_T$  и  $S_B$ ,



**Рис. 4.** (а) Схема эксперимента. Магнитное поле в катушках вращается в плоскости  $0x'y'$ . (б) Расчетный спектр поглощения Cs ( $D_1$ -линия) в ячейке с наполнением 200 Torr  $N_2$ ; частота отсчитывается от невозмущенного перехода  $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ .

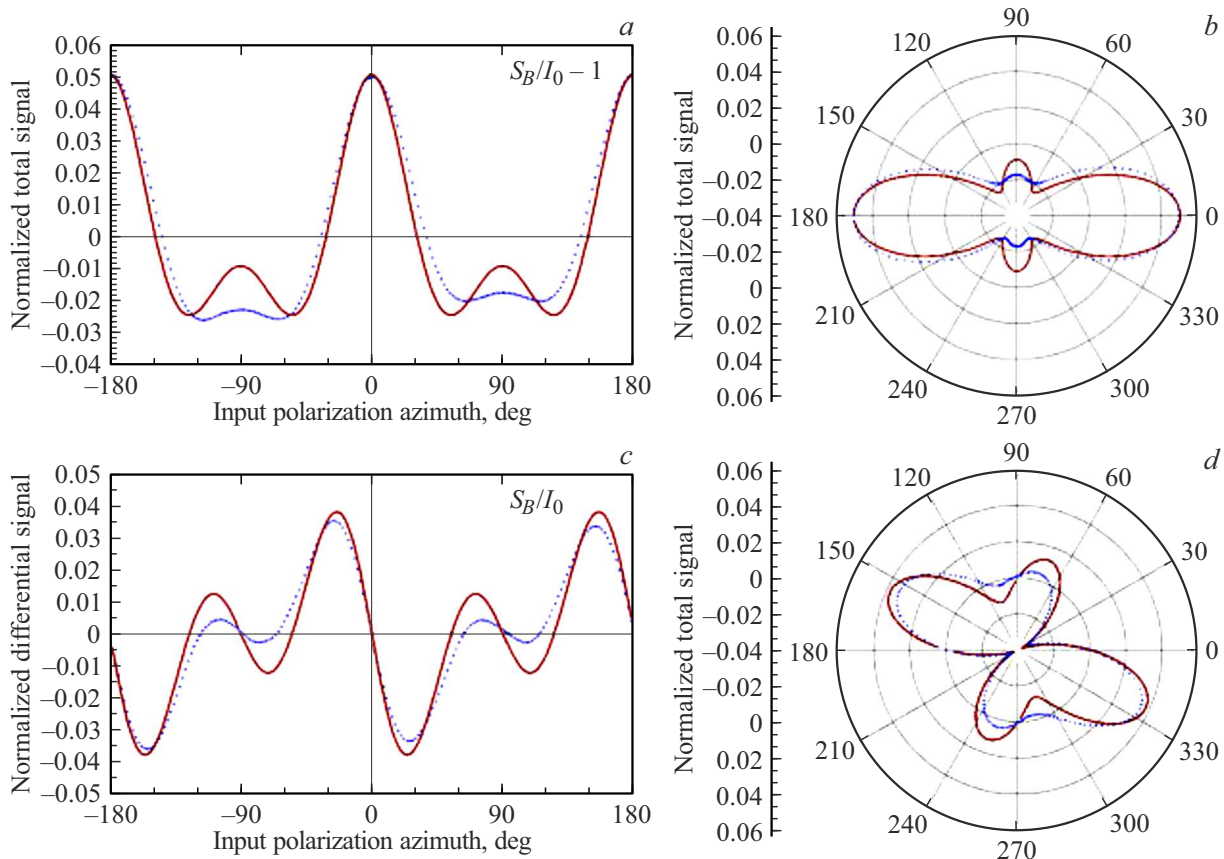
их относительные величины  $A_{ST}/I_{ph}$  и  $A_{SB}/I_{ph}$ , а также величины  $A_{ST}/\sqrt{I_{ph}}$  и  $A_{SB}/\sqrt{I_{ph}}$ , пропорциональные отношению сигнал/шум в предположении о дробовой природе шума. Величина интенсивности накачки  $I_0$  здесь и далее нормирована на скорость релаксации уровней основного состояния  $\gamma$ .

Видно, что при  $I_0 \gg 1$  балансный способ детектирования обеспечивает в 2–3 раза лучшие значения отношения сигнал/шум; при этом максимальное отношение сигнал/шум обеспечивается при  $I_0 \approx 5$ . Положения этого раздела далее будут проверены в эксперименте.

### Эксперимент

В эксперименте сигнал полного ( $S_T$ ) и дифференциального ( $S_B$ ) поглощения в ячейках с парами Cs в геометрии Фойхта измерялись в зависимости от угла между векторами магнитного поля и азимута поляризации света накачки (этот же свет выполнял функцию пробного света). Величина магнитного поля выбиралась такой, чтобы ларморовская частота  $\omega_L$  существенно превышала скорость релаксации  $\gamma$  основного состояния Cs в ячейке. Азимут поляризации был фиксирован, а вектор магнитного поля вращался в плоскости, перпендикулярной лучу (рис. 4), причем скорость вращения  $\omega_R$  была много меньше скорости релаксации основного состояния:  $\omega_R \ll \gamma \ll \omega_L$ .

В качестве источника накачки/детектирования использовался лазер производства компании VitaWave, настроенный на  $D_1$ -линию Cs (длина волны 895 nm). Измерения производились в газовой ячейке с наполнением 200 Torr  $N_2$ . Внутренний размер кубической ячейки составлял  $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ , эффективное сечение



**Рис. 5.** Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные (пунктир) зависимости нормированных сигналов  $S_T/I_0 - 1$  (a, b) и  $S_B/I_0$  (c, d).

луча составляло  $3 \text{ mm}^2$ . Сигналы  $S_T$  и  $S_B$  исследовались при различных температурах ячейки, расстройках и интенсивностях излучения. Более подробное описание основных узлов установки (экран, схемы оптической накачки и т. д.) приведено в [11,17,18].

Интерпретация полученных результатов требовала преобразования измеренных значений мощности накачки в значения безразмерной интенсивности  $I_0$ . Для этого нами, согласно [19,20], был произведен расчет концентрации атомных паров  $n_{Cs}$ , темновой скорости релаксации  $\gamma$  и, согласно [16,21], расчет светового уширения для используемой ячейки. Показано, что в диапазоне температур  $76\text{--}107^\circ\text{C}$  логарифм расчетной скорости темновой релаксации  $\gamma$  можно с высокой точностью считать пропорциональным температуре.

Отметим, что, согласно [21] (стр. 27, 28), явление просветления приводит к тому, что закон Бугера–Ламберта оказывается неприменим к рассматриваемой атомной системе: поглощение света в ней с хорошей точностью линейно пропорционально оптической толщине.

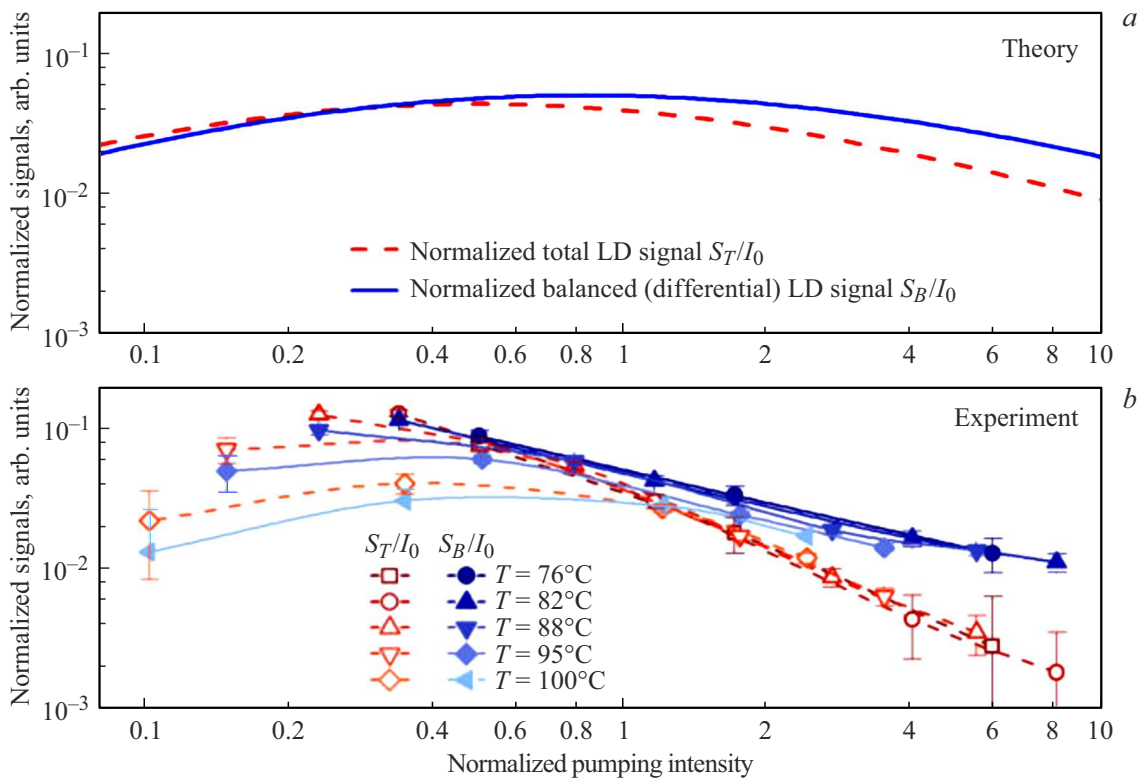
Сравнение предсказаний теории с экспериментом приведено на рис. 5. Частота лазера была смещена на  $2.6 \text{ GHz}$  вниз от частоты перехода  $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$   $D_1$ -линии Cs в вакуумной ячейке при температуре  $95^\circ\text{C}$ . Соответственно эта частота была смещена на  $\sim 1.2 \text{ GHz}$

вниз относительно частоты перехода  $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$  в исследуемой ячейке с давлением  $200 \text{ Torr}$  азота.

Рисунок 5 демонстрирует хорошее качественное и количественное согласие теории и эксперимента. В частности, из него следует, что теория не только удовлетворительно предсказывает вид угловых зависимостей, но и достаточно точно показывает отношения их амплитуд (абсолютная величина теоретически рассчитанных сигналов была подогнана выбором общей для них величины  $I_0$ ). Из рис. 5 следует, что экстремумы сигналов  $S_T$  и  $S_B$  достигаются при углах, отличных от  $\pm 90^\circ$ . Так, в рассматриваемой среде для сигналов  $S_T$  оптимальные углы составляют  $0^\circ$  и  $55\text{--}60^\circ$ , а для сигналов  $S_B$   $\pm 25^\circ$ .

Следует отметить, что экспериментальные зависимости на рис. 5 оказываются несколько сглаженными по сравнению с теоретическими. Наиболее вероятная причина этого заключается в том, что теория не учитывает толщину оптического слоя, тогда как ячейка при данных условиях безусловно является оптически толстой, и пропускание на уровне  $60\text{--}70\%$  в максимумах линии поглощения в ней реализуется только за счет нелинейных эффектов просветления.

Далее было проведено сравнение теоретически рассчитанных зависимостей нормированных сигналов  $A_{S_T}/I_0$  и  $A_{S_B}/I_0$  от интенсивности накачки в однолучевой



**Рис. 6.** (а) Теоретические зависимости полного (штрихи) и балансного (сплошные линии) нормированных сигналов  $A_{ST}/I_0$  и  $A_{SB}/I_0$  в модели в зависимости от интенсивности накачки в однолучевой схеме; (б) те же сигналы в эксперименте при разных температурах ячейки; амплитуды сигналов пересчитаны к одной оптической плотности.

схеме с экспериментом (рис. 6). При этом амплитуды сигналов, измеренные при пяти температурах, были пересчитаны к одной оптической плотности.

Рисунок 6 обнаруживает хорошее совпадение теории и эксперимента; в частности, подтверждается основной вывод предыдущего раздела о сравнительной амплитуде сигналов  $S_T$  и  $S_B$ : при больших ( $I_0 > 1$ ) интенсивностях накачки детектирование балансного сигнала  $S_B$  оказывается предпочтительным по критерию амплитуды и соответственно отношения сигнал-шум, тем более что оно позволяет подавить шумы интенсивности источника света накачки.

## Выводы

В настоящей работе приведены основные сведения о сигналах линейного дихроизма, возникающих в парах щелочного металла при накачке линейно поляризованным резонансным излучением, распространяющимся перпендикулярно к магнитному полю; даны основы теоретического расчета сигналов линейного дихроизма в ячейках с буферным газом, обеспечивающим полное перемешивание возбужденных состояний, и рассмотрены основные техники детектирования этих сигналов. Построена теоретическая модель стационарного выстраивания в ячейке с буферным газом, исследованы угловые

зависимости сигналов ЛД в однолучевой схеме при использовании как обычного, так и балансного метода регистрации. Продемонстрировано хорошее качественное и количественное соответствие теории и эксперимента. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что для практических применений, использующих относительно большие ( $I_0 > 1$ ) интенсивности света накачки, детектирование балансного сигнала  $SB$  оказывается предпочтительным не только потому, что оно позволяет подавить шумы интенсивности источника света накачки, но и по критерию достижимого отношения сигнал-шум. Полученные результаты могут быть использованы в практических приложениях, таких, как квантовые датчики на эффекте выстраивания и системы прецизионной стабилизации частоты лазерного излучения.

## Благодарности

Авторы благодарят В.С. Запаского за привлечение интереса к эффектам поперечного линейного дихроизма и за полезные обсуждения.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] C.L. Degen, F. Reinhard, P. Cappellaro. *Rev. Mod. Phys.*, **89** (3), 035002 (2017). DOI: 10.1103/RevModPhys.89.035002
- [2] G.M. Tino. *Quantum Sci. Technol.*, **6** (2), 024014 (2021). DOI: 10.1088/2058-9565/abd83e
- [3] G.M. Tino, M.A. Kasevich. *Atom Interferometry* (IOS Press, 2014) v. 188.
- [4] T.K. Paraíso, R.I. Woodward, D.G. Marangon, V. Lovic, Z. Yuan, A.J. Shields. *Advanced Quantum Technologies*, **4** (10), 2100062 (2021). DOI: 10.1002/qute.202100062
- [5] F. Schreck, K. van Druten. *Nat. Phys.*, **17** (12), 1296 (2021). DOI: 10.1038/s41567-021-01379-w
- [6] A. Nagel, L. Graf, A. Naumov, E. Mariotti, V. Biancalana, D. Meschede, R. Wynands. *Europhys. Lett.*, **44** (1), 31 (1998). DOI: 10.1209/epl/i1998-00430-0
- [7] J. Vanier. *Appl. Phys. B*, **81** (4), 421 (2005). DOI: 10.1007/s00340-005-1905-3
- [8] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. *Rev. Mod. Phys.*, **77** (2), 633 (2005). DOI: 10.1103/RevModPhys.77.633
- [9] A. Omont. *Progress in Quantum Electronics*, **5**, 69 (1977). DOI: 10.1016/0079-6727(79)90003-X
- [10] *Density Matrix Theory and Applications*, ed. by K. Blum (Springer, Berlin, Heidelberg, 2012), 115–163. DOI: 10.1007/978-3-642-20561-3\_4
- [11] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii. *Photonics*, 2024, **11** (10), 926 (2024). DOI: 10.3390/photonics11100926
- [12] D. Budker, W. Gawlik, D.F. Kimball, S.M. Rochester, V.V. Yashchuk, A. Weis. *Rev. Mod. Phys.*, **74** (4), 1153 (2002). DOI: 10.1103/RevModPhys.74.1153
- [13] A. Meraki, L. Elson, N. Ho, A. Akbar, M. Koźbiał, J. Kołodyński, K. Jensen. *Phys. Rev. A*, **108** (6), 062610 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevA.108.062610
- [14] E.B. Alexandrov, M.P. Chaika, G.I. Khvostenko. *Interference of atomic states* (Springer, 1993) v. 7.
- [15] Steck D.A. <http://steck.us/alkalidata> [Электронный ресурс], 2003. URL: <http://steck.us/alkalidata>
- [16] A.K. Vershovskii, A.S. Pazgalev. *Tech. Phys.*, **53** (5), 646 (2008). DOI: 10.1134/S1063784208050198
- [17] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii. *Phys. Rev. Appl.*, **15** (6), 064072 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.064072
- [18] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii. *IEEE Magnetics Lett.*, **12**, 8104605, 1 (2021). DOI: 10.1109/LMAG.2021.3132851
- [19] R. Gary. *Vapor pressure of the chemical elements* (Elsevier, 1963). DOI: 10.1002/ange.19640761537
- [20] W. Happer, T.G. Walker, Y.-Y. Jau. *Optically Pumped Atoms* (Wiley, 2010). DOI: 10.1002/9783527629503
- [21] S.J. Seltzer. *Developments in alkali-metal atomic magnetometry* (Princeton University, 2008).