

УДК 537.525.1

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СКРЫТОГО ВЫСТРАИВАНИЯ В ОРИЕНТАЦИЮ
В ПЛАЗМЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Лукомский Н. Г., Полищук В. А., Чайка М. П.

Рассмотрена математическая модель образования ориентации из скрытого выстраивания при анизотропных столкновениях в присутствии слабого магнитного поля. Полученное выражение для формы сигнала хорошо описывает экспериментальные зависимости.

В [1] сообщалось о наблюдении ориентации первого возбужденного состояния неона $3p^1$, наведенной анизотропными столкновениями в слабом магнитном поле. Эксперимент заключался в измерении интенсивности лазерного излучения, прошедшего через кювету с разрядом в неоне, помещенную между скрещенными поляризаторами в зависимости от величины продольного магнитного поля. В отсутствие магнитного поля пропускание системой света связано только с несовершенством оптических поляризаторов. Увеличение пропускания при наложении магнитного поля связывается в [1] с появлением ориентации в малых магнитных полях и с эффектом Фарадея (Макалузо—Корбино) в больших полях.

В настоящей работе приводится математическая модель образования ориентации и грубая расчетная оценка максимальной величины ориентации.

Появление ориентации является следствием скрытого выстраивания, анизотропии столкновений и магнитного поля [3, 4].

Сделаем сначала некоторые оценки анизотропии столкновений. Выделим мысленно один атом из всего ансамбля и обозначим скорость его теплового движения через v_a . Выберем систему координат так, чтобы $v_a \parallel OZ$ (для определенности пусть ось OX перпендикулярна магнитному полю, которое пока положим равным нулю). Определим вероятность столкновения выделенного атома с другими и найдем ее распределение по углам, под которыми происходят столкновения (рис. 1). Если считать, что сечения столкновений не зависят от относительной скорости сталкивающихся частиц, то вероятность столкновений задается распределением атомов по скоростям в системе координат, движущейся вместе с рассматриваемым атомом, т. е. со скоростью v_a . Вероятность столкновения пропорциональна интегралу от произведения числа атомов, имеющих заданную относительную скорость на величину скорости. Распределение вероятности столкновений по углам в плоскости, проходящей через OZ , представлена на рис. 2 в полярных координатах: расстояние между точкой O и любой точкой на кривой пропорционально вероятности столкновений с осью под углом φ . Рис. 1—3 показывают, что анизотропия столкновений существенна и очень быстро растет со скоростью атома. Для столкновительного перехода выстраивания в ориентацию важна разница в вероятности столкновений с проекцией вдоль направления скорости и перпендикулярно ей. Эта разность характеризуется вторым моментом в разложении распределения вероятности столкновений (в движущейся системе координат) по сферическим функциям $Y_q^2: C_0^2$. Зависимость его от скорости v_a приведена на рис. 3, там же представлена зависимость полного числа столкновений от скорости.

Явление скрытого выстраивания описано в [2]. Суть его состоит в том, что в условиях пленения излучения атомы в излучающем и поглощающем состояниях выстроены, а ось выстраивания направлена вдоль направления скорости. Именно с таким выстраиванием связывается образование ориентации в плазме [1].

Обозначим накачку, вызывающую это выстраивание в системе координат, связанной с движущимся атомом, через F_0^2 . Ось скрытого выстраивания совпадает с осью распределения вероятности столкновений. Магнитное поле, если только оно не направлено по оси OZ , т. е. не совпадает с направлением скорости, поворачивает выстраивание, и между преимущественным направлением столкновений и выстраиванием образуется угол, а в таких условиях возможно преобразование выстраивания в ориентацию. Величина ориентации связана с величиной и направлением магнитного поля. Эту зависимость можно найти, решив урав-

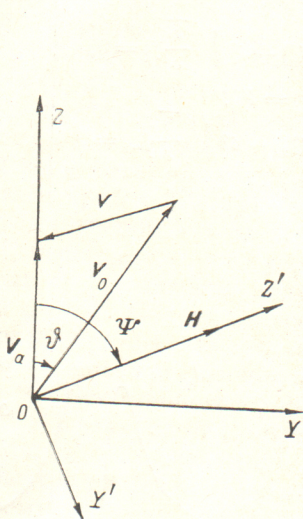


Рис. 1. Относительные направления вектора скорости фиксированного атома v_a , «налетающего» атома v , оси столкновения v_0 , магнитного поля H (для частного случая компланарности векторов v_a , v , H).

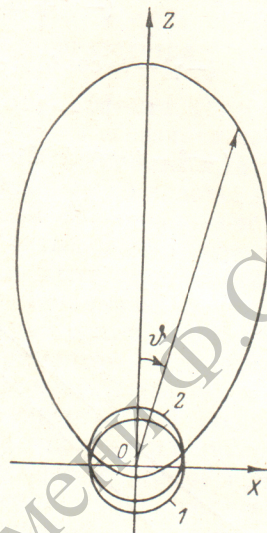


Рис. 2. Распределение вероятности столкновений атомов, движущихся со скоростью v_a в плоскости, проходящей через XOZ , как функция угла φ между v_a и осью столкновений.
1 — $v_a = 0$, 2 — $v_a = 0.1 v_{\text{вер}}$, 3 — $v_a = v_{\text{вер}}$ ($v_{\text{вер}}$ — наиболее вероятное значение скорости).

нение движения матрицы плотности или статистического тензора, которое мы запишем в виде

$$\dot{f} = \hat{V}f + F. \quad (1)$$

Здесь F — матрица накачки, она содержит только два члена — F_0^0 , F_0^2 . Оператор $\hat{V}$ представим в виде суммы операторов магнитного поля $\hat{H}$, оператора столкновений $\hat{\Gamma}$ и оператора радиационного затухания $\hat{\Gamma}_0$. Оператор магнитного поля $\hat{H}$ известен в системе координат, в которой ось $OZ' \parallel H$. Системы координат X, Y, Z и связанную с полем X', Y', Z' выберем таким образом (рис. 1), чтобы $OX \parallel OX'$. Это значительно упростит вычисления. Оператор магнитного поля в системе координат X, Y, Z , связанной с движением атома, находится преобразованием $\hat{D}^{-1}\hat{H}\hat{D}$, где $\hat{D}$ — оператор поворота, матрица, элементы которой определяются функциями Вигнера. Матрица релаксации $\hat{\Gamma}$ известна в системе координат, связанной с осью анизотропных столкновений, но для другого представления — для матрицы плотности [3]. В представление поляризационных моментов она может быть переведена преобразованием $\hat{T}^{-1}\hat{\Gamma}\hat{T}$ [2, 4]. Оператор $\hat{\Gamma}_0$ содержит только диагональные элементы, равные Γ_0 . Теперь можно записать уравнение для поляризационных моментов f , учитывая отсутствие зависимости от времени в виде

$$\dot{f} = (\hat{T}^{-1}\hat{\Gamma}\hat{T} + \hat{D}^{-1}\hat{H}\hat{D} + \hat{\Gamma}_0)f + \hat{F} = 0. \quad (2)$$

Это система из девяти алгебраических уравнений

$$-\Gamma_0 f_0^0 = F_0^0,$$

$$(-\gamma_1^1 + i\omega \cos \psi) f_1^1 + i\omega \sin \psi f_0^1 / \sqrt{2} + i\beta \sqrt{\frac{3}{5}} f_1^2 = 0,$$

$$-\gamma_0^1 f_0^1 + i\omega \sin \psi (f_1^1 + f_1^2) / \sqrt{2} = 0,$$

$$i\omega \sin \psi f_0^1 / \sqrt{2} + (-\gamma_1^1 - i\omega \cos \psi) f_{-1}^1 - i\beta \sqrt{\frac{3}{5}} f_{-1}^2 = 0,$$

$$(-\gamma_2^2 + 2i\omega \cos \psi) f_2^2 + i\omega \sin \psi f_1^2 = 0,$$

$$(-\gamma_2^2 + i\omega \cos \psi) f_1^2 + i\omega \sin \psi (f_2^2 + f_0^2) + i\beta \sqrt{\frac{5}{3}} f_1^1 = 0,$$

$$-\gamma_0^2 + i\omega \sin \psi (f_1^2 + f_{-1}^2) = F_0^0,$$

$$(-\gamma_1^2 - i\omega \cos \psi) f_{-1}^2 + i\omega \sin \psi (f_0^2 + f_{-2}^2) - i\beta \sqrt{\frac{5}{3}} f_{-1}^1 = 0,$$

$$(-\gamma_2^2 - 2i\omega \cos \psi) f_{-2}^2 + i\omega \sin \psi f_{-1}^2 = 0.$$

(3)

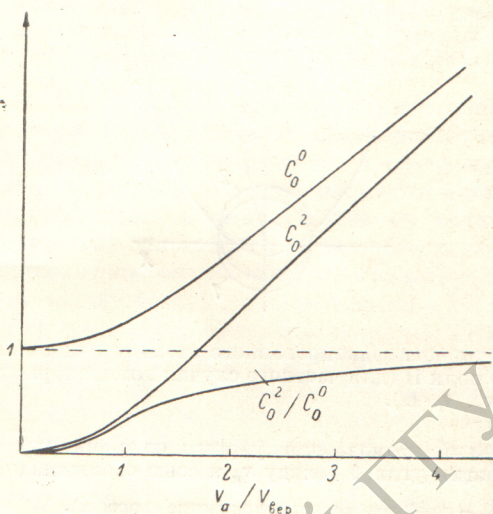


Рис. 3. Зависимость C_0^0 и C_0^2 от скорости атома v_a .

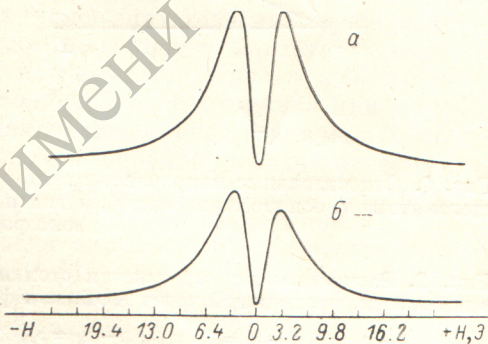


Рис. 4.

а — рассчитанная по формуле (5) форма сигнала, б — экспериментально полученная зависимость интенсивности прошедшего через разряд лазерного излучения от величины магнитного поля.

Здесь γ_q^z — времена затухания компонент статистического тензора f и $\gamma_1^1 = \Gamma_0 + \alpha - \delta$, $\gamma_0^1 = \Gamma_0 + 2(\delta - \epsilon)$, $\gamma_2^2 = \Gamma_0 + \epsilon$, $\gamma_1^2 = \Gamma_0 + \alpha + \delta$, $\gamma_0^2 = \Gamma_0$, а α , δ , ϵ и β — константы в матрице столкновительной релаксации [3]. Соотношение между Γ_0 — затуханием заселенности — и остальными постоянными зависит от условий в разряде, в частности от давления газа. Пусть Γ_0 больше всех остальных. Тогда можно считать все γ одинаковыми, что значительно упрощает вид решений f системы уравнений. Найденные решения надо усреднить по всем атомам, которые движутся во всех направлениях. Для этого следует перейти в лабораторную систему координат, связанную с магнитным полем и усреднить по углам поворота ψ и φ , определяющих положение плоскости Z, O, Z' в пространстве. После усреднения по углу φ в силу симметрии задачи в ориентации остается только один член ρ_0^1 (выстраиванием интересоваться не будем)

$$\rho_0^1 = -\frac{\sin \psi}{\sqrt{2}} f_1^1 + \cos \psi f_0^2 + \frac{\sin \psi}{\sqrt{2}} f_{-1}^1. \quad (4)$$

Если в решении удерживать только члены с наименьшими порядками по β , то вид его окажется совсем простым

$$\frac{\rho_0^1}{\rho_0^0} = \frac{F_0^0}{F_0^0} \frac{\Gamma_0}{\gamma} \frac{\beta \omega}{\gamma^2} \sin^2 \psi \left[\frac{\sin^2 \psi}{1 + \frac{4\omega^2}{\gamma^2}} + \frac{\cos^2 \psi}{1 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} \right]. \quad (5)$$

Опущенный член имеет вид

$$F_0^2 \beta^3 \omega \sin^2 \psi \frac{\gamma^2 + 4\omega^2 \cos^2 \psi}{(\gamma^2 + \omega^2)^2 (\gamma^2 + 4\omega^2)},$$

и, как показывают численные расчеты, он мало влияет на форму сигнала.

Амплитуда лазерного излучения, прошедшего через систему, пропорциональна ρ_0^1 , интенсивность его — $|\rho_0^1|^2$ (рис. 4, а), поэтому сигнал не зависит от направления магнитного поля (от знака перед ω). В отсутствие магнитного поля ($\omega=0$) среда изотропна, свет не проходит ($\rho_0^1=0$). В больших полях обращается в нуль выражение в скобках. В промежуточном поле $\gamma < \omega < 2\gamma$ сигнал достигает максимума. Качественно этот результат хорошо согласуется с видом экспериментально наблюдаемого сигнала (рис. 4, б).

Формула (5) позволяет грубо оценить величину эффекта. Пусть атомное состояние заселяется только за счет пленения излучения. Тогда, согласно оценкам, приведенным в [2], можно считать, что $F_0^2/F_0^0 \approx 0.3$. Величины α , β , δ , ϵ пропорциональны концентрации сталкивающихся частиц. Легко видеть, что максимум ρ_0^1/ρ_0^0 наступает при $\gamma \approx 2\Gamma_0$ (при таком соотношении формула уже не очень точна, но для грубых оценок это не существенно). Учитывая соотношение между α , β , δ и ϵ [3], после некоторого усреднения можно принять $\beta/\gamma = 0.2$. Отношение ρ_0^1/ρ_0^0 зависит от магнитного поля и достигает максимума в полях порядка $\omega \approx \gamma/2$ при $\psi = \pi/2$. Подставив все эти взятые для оценки величины в формулу (5), получим $\rho_0^1/\rho_0^0 \approx 0.01$, что согласуется с экспериментом [1], в котором разница коэффициентов поглощения право- и левополяризованного света составляла примерно 1 % от суммарного коэффициента поглощения. Отметим еще, что коэффициенты F_0^2 и β зависят от скорости. Первый из них связан с анизотропией облучения резонансным светом [2], со вторым моментом его распределения по углам; он быстро растет со скоростью атома. Второй коэффициент β пропорционален второму моменту распределения столкновений, который тоже быстро растет со скоростью (рис. 3).

Таким образом, величина и вид сигнала зависят от угла ψ и от скорости v_a подансамбля атомов. И то, и другое должно проявляться в зависимости наблюдаемого сигнала от частоты.

Литература

- [1] Лукомский Н. Г., Полищук В. А., Чайка М. П. — Опт. и спектр., 1985, т. 58, в. 2, с. 474.
- [2] Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л., 1975.
- [3] Ребане В. Н. — Опт. и спектр., 1968, т. 24, в. 2, с. 309.
- [4] Дьяконов М. И. — ЖЭТФ, 1964, т. 47, в. 6 (12), с. 2213.

Поступило в Редакцию 12 апреля 1985 г.