

УДК 535.41 : 539.18 : 535.23

К ВОПРОСУ ОБ ОБНАРУЖЕНИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ $E1$ - И $E2$ -ИЗЛУЧЕНИЙ АТОМА

А. В. Агibalов и Л. А. Борисоглебский

Рассмотрены условия наблюдения интерференции $E1$ - и $E2$ -излучений атома в случае $E1$ -излучения, вынужденного однородным электростатическим полем в условиях эффекта Зеемана. Это явление предсказано теоретически в 1949 г., но до сих пор не наблюдалось. Численные оценки сделаны для линий первого дублета $D-S$ -серий атомов водорода, калия и цезия в приближении $L-S$ -связи. В расчетах использовался модельный потенциал Саймонса.

Интерференция $E1$ - и $E2$ -излучений атома предсказана в [1]. В [2] выполнен приближенный расчет интерференционного эффекта для зеемановских компонент линии смешанного $E1+E2$ -типа в случае $E1$ -излучения, вынужденного однородным электростатическим полем E , при условии $E \parallel \mathcal{H}$, где \mathcal{H} — внешнее магнитное поле. Предполагают, что это явление можно использовать для измерений интенсивностей очень слабых квадрупольных линий [1-3].

В настоящей работе проведено более общее (произвольный атом, произвольное направление E) и более точное исследование условий наблюдения интерференции. Оно необходимо потому, что интерференция $E1$ - и $E2$ -излучений атома не наблюдалась до сих пор [3].

Основные положения

Рассмотрим переход $a' \rightarrow b'$ между состояниями возмущенного атома, которые обращаются при адиабатическом выключении возмущения в стационарные состояния $|a\rangle = |\gamma_1 J_1 M_1\rangle$ и $|b\rangle = |\gamma_2 J_2 M_2\rangle$ свободного атома соответственно. Пусть переход $a \rightarrow b$ запрещен для $E1$ - и $M1$ -излучений, а возмущение электрическим полем имеет порядок малости не более второго, если возмущение магнитным полем считать величиной первого порядка малости. Будем считать, что подуровни зеемановского расщепления данного уровня заселены одинаково. Согласно [2], в этих условиях для интенсивности излучения в направлении n с поляризациями e , которое обусловлено переходом $a' \rightarrow b'$, с большой точностью имеем

$$I = \beta \left| d'_{ba} \cdot e + \frac{1}{6} i k n \cdot Q_{ba} \cdot e \right|^2, \quad (1)$$

где Q — тензор зарядового квадрупольного момента, k — волновое число, β — постоянный в пределах рассматриваемого зеемановского мультиплетного множитель,

$$d'_{ba} = \sum_c \left\{ \frac{d_{bc} d_{ca} \cdot E}{E_c - E_a} - \frac{E \cdot d_{bc} d_{ca}}{E_b - E_c} \right\}, \quad (2)$$

d — зарядовый дипольный момент, E_c — энергия уровня c .

Вопрос о выборе правильных волновых функций нулевого приближения решается в рассматриваемом приближении выбором системы координат с осью квантования проекции полного момента атома, направленной вдоль внешнего

магнитного поля, с учетом правил отбора для матричных элементов мультипольных переходов [4].

Выражение (1) для интенсивности излучения имеет следующую структуру:

$$I = |(a + bE) + i(c + dE)|^2 \geq 0, \quad (3)$$

где a, b, c, d — функции \mathbf{n}, \mathbf{e} , направления \mathbf{f} внешнего электрического поля. Видно, что погашение линии за счет интерференционного члена

$$I_i = 2E(ab + cd) \quad (4)$$

возможно только тогда, когда $\mathbf{n}, \mathbf{e}, \mathbf{f}$ удовлетворяют соотношениям

$$ad - bc = 0, \quad ab + cd \neq 0. \quad (5)$$

Если они выполнены, то

$$I = 2I_0 \left(1 - \frac{2EE_n}{E^2 + E_n^2} \right), \quad (6)$$

где $I_0(\mathbf{n}, \mathbf{e})$ — интенсивность линии при $E=0$. Функция

$$E_n = -a/b \text{ или, если } b=0, \quad E_n = -c/d \quad (7)$$

определяет на множестве значений $\mathbf{n}, \mathbf{e}, \mathbf{f}$ (5) соответствующие значения внешнего электрического поля, при которых происходит гашение линии.

Таким образом, для определения условий наблюдения интерференционного эффекта достаточно записать в явном виде соотношения (5) и функцию E_n (7) для каждой зеemannовской компоненты.

В работе [2] вместо этого исследовалась на предмет экстремумов функция $I_i/(I - I_i)$.

Способ, предложенный выше, позволяет получить условия глобального экстремума этой функции непосредственно из явного выражения для амплитуды перехода, стоящей в (1) под знаком модуля. Ее локальные экстремумы не представляют, по нашему мнению, большого интереса, так как в этом случае полное погашение линии не имеет места.

Из (6) видно, что для выбора оптимальных условий наблюдения соотношения (5) надо дополнить требованием возможно большего значения $I_0(\mathbf{n}, \mathbf{e})$ при возможно меньшем значении $|E_n(\mathbf{n}, \mathbf{e}, \mathbf{f})|$.

Чтобы учесть зависимость интерференционной картины от структуры атома, удобно ввести атомные параметры α_i ($\gamma_2 J_2; \gamma_1 J_1$), $i=0, 1, 2$. Определим их следующим образом.

Выражение (2) для поправки первого порядка по внешнему полю к матричному элементу $E1$ -перехода можно рассматривать как матричный элемент $\langle b|d'|a \rangle$ оператора

$$d' = db \cdot E - E \cdot bd \quad (8)$$

между невозмущенными волновыми функциями. Здесь $\mathbf{b} = \lim_{\xi \rightarrow 0} \mathbf{b}(\xi)$, а оператор $\mathbf{b}(\xi)$ определяется на пространстве функций $|\gamma JM \rangle$ как решение операторного уравнения

$$[H, \mathbf{b}(\xi)] + i\xi \mathbf{b}(\xi) = \mathbf{d} - \mathbf{d}^{(0)}, \quad \text{Im } \xi = 0, \quad (9)$$

где квадратная скобка означает коммутатор,

$$\langle f | \mathbf{d}^{(0)} | i \rangle = \begin{cases} \mathbf{d}_{f_i}, & \text{если } E_f = E_i, \\ 0, & \text{если } E_f \neq E_i, \end{cases} \quad (10)$$

H — гамильтониан свободного атома.

Если \mathbf{A} — оператор момента, коммутирующего с H , то, как следует из вида уравнения (9), компоненты вектора \mathbf{b} удовлетворяют таким же перестановочным соотношениям с компонентами \mathbf{A} , что и компоненты вектора \mathbf{d} . Это значит, в частности, что компоненты \mathbf{b} , так же как и компоненты \mathbf{d} , образуют неприводимый тензор первого ранга относительно полного момента атома.

Следовательно, оператор d' (8) можно разложить на неприводимые части (§ 14 из [4])

$$\mathbf{d}' = E\mathbf{q}^0 + i\mathbf{E} \times \mathbf{q}^1 + \mathbf{E} \cdot \mathbf{q}^2, \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} q^0 &= \frac{1}{3} \{ \mathbf{d} \cdot \mathbf{b} + (\mathbf{d} \cdot \mathbf{b})^+ \}, \\ q^1 &= \frac{1}{2i} \{ \mathbf{d} \times \mathbf{b} + (\mathbf{d} \times \mathbf{b})^+ \} \\ q_{ij}^2 &= \frac{1}{2} \left\{ (d_i b_j + d_j b_i - \frac{2}{3} \mathbf{d} \cdot \mathbf{b} g_{ij}) + \text{эрм. сопр.} \right\}, \quad i, j = 1, 2, 3, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где g_{ij} — метрический тензор.

Очевидно, что к матричным элементам стандартных компонент (§ 14 из [4]) операторов q^i применима теорема Вигнера—Эккарта

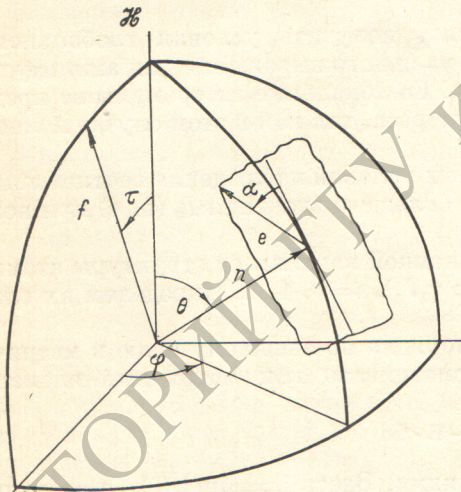
$$(\gamma_2 J_2 M_2 | q^{im} | \gamma_1 J_1 M_1) = (-1)^{J_2 - M_2} (\gamma_2 J_2 \parallel q^i \parallel \gamma_1 J_1) \begin{pmatrix} J_2 & i & J_1 \\ -M_2 & m & M_1 \end{pmatrix}.$$

Поэтому удобно определить параметры κ_i следующим способом:

$$\kappa_i (\gamma_2 J_2; \gamma_1 J_1) = \frac{6 (\gamma_2 J_2 \parallel q^i \parallel \gamma_1 J_1)}{k (\gamma_2 J_2 \parallel Q \parallel \gamma_1 J_1)}. \quad (13)$$

Здесь в знаменателе стоит приведенный матричный элемент зарядового квадрупольного момента. κ_i^{-1} имеют размерность напряженности электрического поля и определяют характерные значения функций E_n для рассматриваемого зеемановского мультиплетта $\gamma_1 J_1 \rightarrow \gamma_2 J_2$.

Отметим следующие правила отбора: $\Delta J = 0$ для κ_0 , $\Delta J = 0, \pm 1$ для κ_1 и $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ для κ_2 . В случае $L-S$ -связи нетрудно получить дополнительные правила отбора для κ_i , если учесть сказанное выше относительно операторов \mathbf{b} и \mathbf{A} .



Общее рассмотрение интерференции

На рисунке показана система координат с векторами \mathbf{n} , \mathbf{e} , \mathbf{f} и углы τ , θ и φ , α , определяющие соответственно направление внешнего электрического поля, направление наблюдения и положение анализатора.

Ниже приведены выражения для интенсивностей зеемановских компонент мультиплетта $\gamma_1 J_1 \rightarrow \gamma_2 J_2$ с точностью до общего для всех компонент множителя. В общем случае произвольного направления E выражения для I громоздки, поэтому представим I в виде суммы четырех слагаемых

$$I = I_0 + I_{\parallel} + I_{\perp} + I_{\chi}. \quad (14)$$

Три последних слагаемых обусловлены внешним электрическим полем, причём $I_{\parallel} = I_{\chi} = 0$, если $E \perp \mathcal{H}$; $I_{\perp} = I_{\chi} = 0$, если $E \parallel \mathcal{H}$. Для упрощения записи используется сокращенное обозначение $3j$ -символа Вигнера

$$c_i = \begin{pmatrix} J_2 & i & J_1 \\ -M - \Delta M & \Delta M & M \end{pmatrix}, \quad (15)$$

свойства которого и значения для возможных значений i , M , ΔM можно найти в § 13 из [4]. Значение ΔM указано перед формулами.

$$I. \Delta M = 0.$$

$$I_0 = \frac{9}{16} c_2^2 \sin^2 2\theta \cos^2 \alpha,$$

$$I_{\parallel} = E^2 (\kappa_2 c_2 + \kappa_0 c_0)^2 \cos^2 \tau \sin^2 \theta \cos^2 \alpha,$$

$$I_{\perp} = \frac{11}{4} E^2 (\kappa_2 c_2 - 2\kappa_0 c_0)^2 \sin^2 \tau (\cos \theta \cos \varphi \cos \alpha - \sin \varphi \sin \alpha)^2 + \\ + E^2 \kappa_1^2 c_1^2 \sin^2 \tau (\cos \varphi \sin \alpha + \sin \varphi \cos \theta \cos \alpha)^2 + \\ + \frac{3}{2} E \kappa_1 c_1 c_2 \sin \tau \sin 2\theta \left(\sin \varphi \cos \theta \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \cos \varphi \sin 2\alpha \right), \quad (16)$$

$$I_{\chi} = \frac{1}{4} E^2 (\kappa_0 c_0 + \kappa_2 c_2) (\kappa_2 c_2 - 2\kappa_0 c_0) \sin 2\tau (\cos \varphi \sin 2\theta \cos^2 \alpha - \sin \theta \sin \varphi \sin 2\alpha).$$

$$II. \Delta M = \pm 1.$$

$$I_0 = \frac{3}{8} c_2^2 (\cos^2 2\theta \cos^2 \alpha + \cos^2 \theta \sin^2 \alpha),$$

$$I_{\parallel} = \frac{1}{2} E^2 \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \kappa_2 c_2 \pm \kappa_1 c_1 \right)^2 \cos^2 \tau (\cos^2 \theta \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) \pm \\ \pm \frac{\sqrt{3}}{4} E \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \kappa_2 c_2 \pm \kappa_1 c_1 \right) c_2 \cos \tau \sin^2 \theta \sin 2\alpha,$$

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} E^2 \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \kappa_2 c_2 \mp \kappa_1 c_1 \right)^2 \sin^2 \tau \sin^2 \theta \cos^2 \alpha \mp \frac{\sqrt{3}}{8} E \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \kappa_2 c_2 \mp \kappa_1 c_1 \right) \times \\ \times c_2 \sin \tau (\sin 2\theta \cos \varphi \sin 2\alpha - 4 \sin \theta \cos 2\theta \sin \varphi \cos^2 \alpha), \quad (17)$$

$$I_{\chi} = \frac{1}{4} E^2 \left(\frac{3}{4} \kappa_2^2 c_2^2 - \kappa_1^2 c_1^2 \right) \sin 2\tau (\sin 2\theta \cos \varphi \cos^2 \alpha + \sin \theta \sin \varphi \sin 2\alpha).$$

$$III. \Delta M = \pm 2.$$

$$I = \frac{3}{8} c_2^2 (\cos^2 \theta \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) (E^2 \kappa_2^2 \sin^2 \tau + \sin^2 \theta \pm 2E \kappa_2 \sin \tau \sin \theta \sin \varphi). \quad (18)$$

Таким образом, интерференционный член присутствует в интенсивностях всех компонент, кроме $M=0 \rightarrow M=0$. Если $\Delta J = \pm 2$, он обращается в нуль для компонент $\Delta M=0$. При $E \parallel \mathcal{H}$ для компонент $\Delta M=0, \pm 2$ он также равен нулю.

В интенсивностях компонент пары: $-M \rightarrow -M + \Delta M$ и $M \rightarrow M - \Delta M$, интерференционные члены отличаются только знаком. При уменьшении внешнего магнитного поля эти компоненты сближаются так, что в пределе наступает вырождение по знаку M (§ 24 из [4]), и интерференция пропадает. Если при изменении углов $\tau, \theta, \varphi, \alpha$ интенсивность одной из этих компонент убывает за счет интерференции, то интенсивность второй за счет интерференционного члена возрастает ровно на столько же.

Если внешние поля не параллельны, то интерференцию можно наблюдать без анализатора. Соответствующие выражения для интенсивностей компонент получаются после замены в (16)–(18) $\sin 2\alpha$ нулем, $\sin^2 \alpha$ и $\cos^2 \alpha$ единицами. Таков результат суммирования по независимым поляризациям.

В интенсивностях компонент $\Delta M=0, \pm 1$ присутствует слагаемое I_{χ} . Оно не содержит интерференционных членов и представляет интерес, по нашему мнению, лишь постольку, поскольку устанавливаемое в эксперименте среднее направление E не совпадает с направлением E для каждого отдельного атома. Поэтому целесообразно производить наблюдения при $E \parallel \mathcal{H}$ или при $E \perp \mathcal{H}$. В дальнейшем будем иметь это в виду, считая знак $\sin \tau$ или $\cos \tau$ знаком E .
Ниже мы приводим условия погашения компонент для этих двух случаев.

$$I. \Delta M = 0, E \perp \mathcal{H}.$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta \cos \varphi \cos \alpha - \sin \varphi \sin \alpha = 0, \quad \cos \alpha \neq 0, \quad \sin 2\theta \neq 0, \\ \cos \theta \sin \varphi \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \cos \varphi \sin 2\alpha \neq 0, \\ |E_n| = \frac{3}{2} \frac{|c_2|}{|\kappa_1 c_1|} \frac{|\sin \theta \cos \theta \cos \alpha|}{|\cos \theta \sin \varphi \cos \alpha - \cos \varphi \sin \alpha|}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} & \text{IIa. } \Delta M = \pm 1, \quad E \parallel \mathcal{H}. \\ & \cos \theta (\cos 2\theta \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) = 0, \quad \sin \theta \neq 0, \quad \sin 2\alpha \neq 0, \\ & |E_n| = \frac{\sqrt{3} |c_2|}{2 |\sqrt{3} \kappa_2 c_2 \pm 2\kappa_1 c_1|} \frac{\sin 2\alpha}{\cos^2 \theta \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} & \text{IIб. } \Delta M = \pm 1, \quad E \perp \mathcal{H}. \\ & \cos 2\theta \cos \varphi \cos \alpha + \cos \theta \sin \varphi \sin \alpha = 0, \quad \sin \theta \neq 0, \quad \cos \alpha \neq 0, \\ & |E_n| = \frac{\sqrt{3} |c_2|}{|\sqrt{3} \kappa_2 c_2 \mp 2\kappa_1 c_1|} \frac{|\cos \theta \cos \varphi \sin \alpha - \cos 2\theta \sin \varphi \cos \alpha|}{|\sin \theta \cos \alpha|}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} & \text{III. } \Delta M = \pm 2, \quad E \perp \mathcal{H}. \\ & \cos \varphi = 0, \quad \sin \theta \neq 0, \quad |E_n| = \frac{|\sin \theta|}{|\kappa_2|}. \end{aligned} \quad (22)$$

В случае наблюдений без анализатора каждое первое соотношение в (19)–(22) должно выполняться при любом значении α . Поэтому формулы (22) одинаково применимы как в случае наблюдений без анализатора, так и в случае наблюдений с анализатором. При $E \perp \mathcal{H}$ ни при каком значении E нельзя наблюдать без анализатора погашение компонент $\Delta M = 0$. Для компонент $\Delta M = \pm 1$ при $E \perp \mathcal{H}$ найдем

$$\cos \theta = 0, \quad \cos \varphi = 0, \quad |E_n| = \frac{\sqrt{3} |c_2|}{|\sqrt{3} \kappa_2 c_2 \pm 2\kappa_1 c_1|}. \quad (23)$$

Оценки

Для своего завершения расчет интерференционного эффекта требует вычисления параметров κ_i . До настоящего времени такие расчеты не проводились. В пионерской работе Домбровского [2] эти параметры не вводились, а оценки проведены без вычисления каких бы то ни было матричных элементов.

Используя модельный потенциал Саймонса и соответствующую этому потенциалу редуцированную функцию Грина (ссылки на оригинальную литературу см. [5]), в случае одного электрона вне заполненной оболочки нетрудно получить аналитические выражения для параметров κ_i через квантовые числа начального и конечного состояний оптического электрона. Матричные элементы, необходимые для расчета κ_i , в приближении модельного потенциала вычислены и приведены в [5]. Поэтому мы не приводим окончательных формул, а заметим только, что, согласно (9),

$$\kappa \Psi_c(\mathbf{r}) = \int dV' G(E_c; \mathbf{r}, \mathbf{r}') d(\mathbf{r}') \Psi_c(\mathbf{r}'), \quad (24)$$

где $G(E_c; \mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — редуцированная функция Грина.

В спектрах атомов с одним s -валентным электроном существует запрещенная серия, обусловленная переходами из D -состояний в основное S -состояние. Для линий этой серии в пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием $\kappa_0 = \kappa_1 = 0$, а κ_2 не зависит от значения J в возбужденном состоянии и

$$\kappa_2 = \frac{6(n_f s^0 | q_{zz}^2 | n_i d^0)}{k(n_f s^0 | Q_{zz} | n_i d^0)}. \quad (25)$$

Для линий первого дублета рассматриваемой серии в спектрах водорода, калия и цезия мы нашли κ_2^{-1} соответственно равным

$$-\frac{8}{1125} \alpha E_0; \quad -2.42899 \cdot 10^{-3} \alpha E_0; \quad -3.98853 \cdot 10^{-4} \alpha E_0,$$

где α — постоянная тонкой структуры, $E_0 = 5.146 \cdot 10^9$ В/см — напряженность атомного поля. Из этих данных видно, что в случае водорода и калия наблюдать полное погашение компоненты за счет интерференции невозможно, так как либо слишком малы значения I_0 при приемлемых значениях $|E_n|$, либо слишком велики значения $|E_n|$ при приемлемых значениях I_0 . Для цезия значения $|E_n|$ не превышают 15 кВ/см, что говорит о возможности наблюдений

интерференционного эффекта. Для калия значения $|E_n|$ на порядок превосходят оценку Домбровского.

Убывание характерных значений $|E_n|$ в ряду водород, калий, цезий объясняется, по-видимому, тем, что в этом ряду убывают разности между энергиями начального и конечного состояний излучающего атома.

Авторы выражают искреннюю признательность М. А. Ельяшевичу и сотруднику института физики Ягеллонского университета Т. Корналевскому за неоднократные обсуждения и интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] A. Rubinowicz. Rep. Phys. Soc. Progr. Phys., 22, 237, 1949.
- [2] J. Dabrowski. Acta Phys. Polon., 11, 131, 1951.
- [3] T. Kornalewski, K. Roszkowska. Postępy Fiz., 26, 3, 283, 1975.
- [4] И. И. Сوبельман. Введение в теорию атомных спектров. «Наука», М., 1977.
- [5] Л. П. Рапопорт, Б. А. Зон, Н. Л. Манакон. Теория многофотонных процессов в атомах. Атомиздат, М., 1978.

Поступило в Редакцию 3 сентября 1980 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины