

2248

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2248



В.Л. Любошиц, В.А. Онищук, М.И. Подгорецкий

НЕКОТОРЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ
ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ СМЕШИВАНИИ
КВАНТОВЫХ УРОВНЕЙ ВНЕШНИМИ ПОЛЯМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

P - 2248

В.Л. Любошип, В.А. Олищук, М.И. Подгорепкий

НЕКОТОРЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ,
ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ СМЕШИВАНИИ
КВАНТОВЫХ УРОВНЕЙ ВНЕШНИМИ ПОЛЯМИ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

§ 1. Введение

В настоящей работе исследуются некоторые эффекты, возникающие при смешивании квантовых уровней внешними полями. Для выяснения характера этих эффектов рассмотрим двухуровневую систему. После "включения" постоянного возмущения новые стационарные состояния являются суперпозициями невозмущенных стационарных состояний:

$$\begin{aligned} |1\rangle' &= c_1^{(1)} |1\rangle + c_2^{(1)} |2\rangle, \\ |2\rangle' &= c_1^{(2)} |1\rangle + c_2^{(2)} |2\rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

Такое смешивание объясняет, например, электрическую и магнитную поляризуемость атомов и молекул. Пусть теперь из состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ возможны квантовые переходы в состояние $|3\rangle$, волновая функция которого практически не меняется при включении рассматриваемого слабого возмущения. Для простоты будем также считать, что расстояние между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ мало по сравнению с расстоянием до уровня $|3\rangle$. Тогда амплитуды переходов возмущенной системы будут выражаться через амплитуды невозмущенных переходов A_1 и A_2 с помощью тех же коэффициентов, что и в (1):

$$\begin{aligned} A_1' &= c_1^{(1)} A_1 + c_2^{(1)} A_2, \\ A_2' &= c_1^{(2)} A_1 + c_2^{(2)} A_2. \end{aligned} \quad (2)$$

Для квадратов амплитуд, непосредственно связанных с вероятностями переходов, получаются выражения

$$\begin{aligned} |A_1'|^2 &= |c_1^{(1)}|^2 |A_1|^2 + 2\text{Re} c_1^{(1)} c_2^{(1)*} A_1 A_2^* + |c_2^{(1)}|^2 |A_2|^2, \\ |A_2'|^2 &= |c_1^{(2)}|^2 |A_1|^2 + 2\text{Re} c_1^{(2)} c_2^{(2)*} A_1 A_2^* + |c_2^{(2)}|^2 |A_2|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

и содержащие интерференционные члены $2\text{Re} c_1^{(1)} c_2^{(1)*} A_1 A_2^*$ и

$$2\text{Re} c_1^{(2)} c_2^{(2)*} A_1 A_2^*.$$

Если для невозмущенной системы один из переходов запрещен, интерференция не будет, но возмущение снимает соответствующий запрет, "примешивая" к стабильному состоянию нестабильное.

В качестве примера укажем на изменение времени жизни и характера распада ортопозитрония во внешнем магнитном поле (см., например, /1/). Известно также, что для атома водорода, находящегося во внешнем электрическом поле, становится возможным одnofотонный переход $2S \rightarrow 1S$, запрещенный в отсутствие поля (см., например, /2/).

Перейдем теперь к анализу некоторых конкретных явлений.

§ 2. Эффекты, связанные с поляризацией атомов и молекул внешними полями

Для начала имеет смысл рассмотреть простейший пример водородоподобного атома, ядро которого обладает спином $1/2$.

Если орбитальный момент атома равен нулю, то его состояние может быть либо триплетным, либо синглетным. Нас будет интересовать магнитная восприимчивость газа, состоящего из таких атомов. На первый взгляд кажется естественным считать, что атомы, находящиеся в синглетном состоянии, не вносят вклада в величину восприимчивости и что весь эффект обусловлен состояниями с $m = \pm 1$. Известно, однако, что такой подход ошибочен и приводит к результату примерно вдвое меньшему, чем истинный. На самом деле поле смешивает синглетное состояние и триплетное состояние с $m = 0$. Образующиеся смешанные состояния обладают индуцированными моментами, равными по величине и противоположными по направлению. Благодаря различной заселенности уровней, эти моменты вносят недостающий вклад в величину восприимчивости газа.

Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Обозначим энергии невозмущенных синглетного и триплетного уровней через W_0 и W_1 . Теперь у атома имеется уже четыре уровня со следующими значениями энергий и магнитных моментов:

$$\begin{aligned} E_{11} &= W_1 - (\mu + \mu')H, \quad \mu_{11} = \mu + \mu'; \\ E_{10} &= \frac{W_1 + W_0}{2} + \sqrt{\left(\frac{W_1 - W_0}{2}\right)^2 + (\mu - \mu')^2 H^2}, \quad \mu_{10} = -\frac{(\mu - \mu')^2 H}{\sqrt{\left(\frac{W_1 - W_0}{2}\right)^2 + (\mu - \mu')^2 H^2}}; \\ E_{1-1} &= W_1 + (\mu + \mu')H, \quad \mu_{1-1} = -\mu - \mu'; \\ E_{00} &= \frac{W_1 + W_0}{2} - \sqrt{\left(\frac{W_1 - W_0}{2}\right)^2 + (\mu - \mu')^2 H^2}, \quad \mu_{00} = \frac{(\mu - \mu')^2 H}{\sqrt{\left(\frac{W_1 - W_0}{2}\right)^2 + (\mu - \mu')^2 H^2}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь μ - магнитный момент электрона, μ' - магнитный момент ядра. С учетом

(4) плотность магнитного момента дается выражением

$$M_z = \frac{N}{e^{-E_{11}/kT} + e^{-E_{10}/kT} + e^{-E_{1-1}/kT} + e^{-E_{00}/kT}} \left\{ \mu_{11} e^{-E_{11}/kT} - \mu_{10} e^{-E_{10}/kT} + \mu_{10} e^{-E_{10}/kT} - \mu_{00} e^{-E_{00}/kT} \right\}, \quad (5)$$

где N - число атомов в единице объема. Если $\mu H \ll kT$ и $|W_0 - W_1| \ll kT$, то

$$M_z = \frac{NH}{kT} (\mu^2 + \mu'^2), \quad (6)$$

а магнитная восприимчивость

$$\kappa = \frac{N}{kT} (\mu^2 + \mu'^2). \quad (6')$$

Легко видеть, что точно такие же выражения получаются и в том случае, когда спины электронов и ядер считаются не взаимодействующими. Таким образом, при $\mu H \ll kT$ и $W_1 - W_0 \ll kT$ взаимодействие спинов никак не отражается на величине статической восприимчивости газа.

Все сказанное выше уже отмечалось в литературе /3/. При этом, однако, не подчеркивалось существенное влияние указанного взаимодействия на динамические свойства магнитной восприимчивости. Покажем, что такое влияние имеет место. Действительно, наведенные моменты μ_{10} и μ_{00} устанавливаются за время порядка $\frac{h}{W_1 - W_0} = 10^{-9}$. С другой стороны, время установления статистического равновесия (время релаксации) зависит от температуры и давления газа и в принципе может оказаться по величине много больше $\frac{h}{W_1 - W_0}$. Изменим теперь величину магнитного поля за время, меньшее времени релаксации, но большее чем $\frac{h}{W_1 - W_0}$. Тогда в процессе этого изменения заселенность уровней остается постоянной, в то время как моменты μ_{10} и μ_{00} будут зависеть от мгновенного значения поля. Поэтому из (5) следует, что динамическая магнитная восприимчивость

$$\sigma = \frac{dM_z}{dH} = \frac{N(\mu - \mu')^2}{2kT}. \quad (7)$$

Таким образом, выражение для восприимчивости разбивается на две части, имеющие различные динамические свойства.

Выше мы рассматривали эффекты, обусловленные сверхтонким расщеплением. Ясно, что аналогичные явления связаны также и с тонким расщеплением, но время установления индуцированных моментов в этом случае уже порядка 10^{-12} сек. Если, например, основное состояние имеет спин $S = 1/2$, а орбитальный момент $L = 1$, то для статической магнитной восприимчивости получается выражение

$$\kappa = \frac{5}{3} \frac{N\mu^2}{kT}, \quad (8)$$

в то время как динамическая восприимчивость

$$\sigma = \frac{4}{27} \cdot \frac{N\mu^2}{kT} \quad (8')$$

Соотношения (8) и (8') записаны при условии, что тонкое расщепление много меньше kT . Если оно сравнимо с kT , то выражения для κ и σ усложняются. В случае когда тонкое расщепление много больше kT вместо (8) и (8') будут иметь место формулы ^{x/}:

$$\kappa = \frac{2}{9} \frac{N\mu^2}{kT} \quad (8^x)$$

$$\sigma = \frac{4}{9} \frac{N\mu^2}{\Delta W} \quad (8^x)$$

Здесь ΔW - тонкое расщепление. Само собою разумеется, что аналогичное смешивание состояний внешним полем имеет место и для молекул.

Сходная ситуация возникает всегда, когда имеется какое-либо возмущение, смешивающее уровни.

Рассмотрим, например, поведение квантовомеханической системы в электрическом поле, смешивающем уровни различной четности. Такая система будет, вообще говоря, обладать электрическим дипольным моментом, который может быть или полностью наведенным, если в отсутствие поля стационарные состояния системы имеют определенную четность, или включает в себя как наведенный дипольный момент, так и постоянный момент, если в отсутствие поля имеется вырождение по четности. Системой последнего типа является двухатомная молекула. Так же, как это было сделано при рассмотрении магнитного момента газа, можно показать, что если расстояние между смешивающимися уровнями молекулы много меньше kT , то выражение для электрического момента газа, состоящего из таких молекул, содержит температурный член типа $\frac{V}{kT}$, состоящий из двух динамически различных частей, соответствующих ориентированным и наведенным моментам.

§ 3. Интерференционные эффекты при γ -переходах атомных ядер

Во введении мы показали, что смешивание уровней какой-либо системы внешним полем может привести к появлению интерференционных эффектов в квантовых переходах. Может показаться, что смешивание ядерных уровней практически достижимыми полями, будучи очень слабым, не вызывает заметных интерференционных эффектов. Необходимо, однако, учесть, что для вероятностей переходов величина интерференционных эффектов определяется не коэффициентом смешивания, а произведением этого коэффициента на

^{x/} Считается, что основным является уровень с $J = 1/2$.

отношение "примешивающейся" амплитуды к "основной". Если указанное отношение достаточно велико, то можно говорить о существовании своеобразного "механизма усиления" и интерференционные эффекты могут оказаться наблюдаемыми. В дальнейшем, для определенности, мы рассмотрим поляризованные ядра во внешнем магнитном поле H и выясним, какого сорта интерференционные эффекты могут иметь место в этом случае. Ради простоты будем считать, что смешиваются чистые переходы, сопровождающиеся излучениями различных мультипольностей. Из-за ортогональности состояний γ - квантов, образующихся в этих переходах, интерференция не дает вклада в полную вероятность излучения, проинтегрированную по всем направлениям. Однако в выражении для углового распределения, если учитывать лишь закон сохранения четности, можно ожидать появления членов типа

$$(\vec{H}\vec{n})(\vec{P}\vec{n}) - \frac{1}{3}(\vec{H}\vec{P}), \quad H_\alpha e_{\alpha\beta\gamma} \mathcal{P}_{\beta\delta}^{(2)} n_\gamma n_\delta \quad \text{и т.д.},$$

а в выражении для циркулярной поляризации излучения - членов типа

$$(\vec{H}\vec{n}), \vec{H}(\vec{P}\vec{n}), \quad H_\alpha \mathcal{P}_{\alpha\beta}^{(2)} n_\beta \quad \text{и т.д.},$$

где \vec{P} - поляризация начального состояния, $\mathcal{P}_{\alpha\beta}^{(2)}$ - поляризационный тензор второго ранга, \vec{n} - единичный вектор в направлении излучения, а $e_{\alpha\beta\gamma}$ - полностью антисимметричный единичный тензор третьего ранга ^{x/}. Однако из требования инвариантности электромагнитных взаимодействий по отношению к операции обращения времени вытекает, что с точностью до членов порядка $e^2/\hbar c$ появление слагаемых типа $H_\alpha e_{\alpha\beta\gamma} \mathcal{P}_{\beta\delta}^{(2)} n_\gamma n_\delta$ и $H_\alpha e_{\alpha\beta\gamma} \mathcal{P}_{\beta\gamma} n_\alpha$ запрещено. Поэтому можно считать, что в угловом распределении $W(\vec{n})$ и циркулярной поляризации излучения $\xi(\vec{n})$ интерференционные члены описываются следующими выражениями:

$$W(\vec{n}) = a_1 (H_\alpha \mathcal{P}_\beta^{(1)} - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} \mathcal{P}_\kappa^{(1)} H_\kappa) n_\alpha n_\beta + \dots + a_{2k+1} (H_\alpha \mathcal{P}_{\beta\gamma\dots\delta}^{(2k+1)} - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} H_\kappa \mathcal{P}_{\kappa\gamma\dots\delta}^{(2k+1)}) n_\alpha n_\beta n_\gamma \dots n_\delta + \dots,$$

$$\xi'(\vec{n}) = b_0 (H_\alpha n_\alpha) + \dots + b_{2k} (H_\alpha \mathcal{P}_{\beta\gamma\dots\delta}^{(2k)} - \frac{1}{3} H_\kappa \mathcal{P}_{\kappa\gamma\dots\delta} \delta_{\alpha\beta}) n_\alpha n_\beta n_\gamma \dots n_\delta + \dots \quad (8')$$

где $\{\mathcal{P}_{\alpha\beta\dots\gamma}^{(k)}\}$ - неприводимый поляризационный тензор ранга k .

Из 9 и (8') следует, что в магнитном поле при наличии интерференции даже неполяризованное внешнее поле является слабым по сравнению с внутриядерными полями, поэтому рассматриваемые интерференционные эффекты линейны по H .

Здесь \vec{P} - поляризация ядра в состоянии $1/2$, причем предполагается, что \vec{P} и \vec{H} коллинеарны.

Мы указали пример перехода, для которого интерференционные эффекты должны иметь порядок 10^{-8} н. Существует также целый ряд ядерных переходов, в которых интерференционные эффекты будут порядка 10^{-9} н.

При рассмотрении вопроса о возможности измерения таких эффектов необходимо учесть несколько обстоятельств.

1) Совсем недавно в работах /4/ и /8/ были обнаружены интерференционные эффекты, появляющиеся вследствие смешивания уровней не сохраняющим четность внутри-ядерным потенциалом. При этом были измерены асимметрия и циркулярная поляризация порядка 10^{-4} .

2) С развитием техники сверхпроводящих магнитов в скором времени появится возможность помещать ядра в поля 10^5 эрстед.

3) Многие ядра можно включать в узлы решетки ферромагнитных кристаллов, что позволяет помещать их в поле порядка $10^5 - 10^6$ эрстед.

До сих пор мы рассматривали случай, когда магнитное поле смешивает чистые переходы различного типа. Теперь предположим, что смешиваются переходы одного и того же типа. Это приводит к появлению в выражении для вероятности излучения члена $\propto (\vec{H} \cdot \vec{P})$, одинакового для всех направлений.

В результате полная вероятность перехода также будет зависеть от взаимной ориентации спина ядра и внешнего поля. Поскольку, однако, в данном случае амплитуды интересующих нас переходов отличаются друг от друга только из-за различия волновых функций смешивающихся состояний, относительный вклад интерференционных эффектов равен по порядку величины коэффициенту смешивания ядерных уровней. Поэтому эффект практически нельзя обнаружить.

Выше были описаны явления, возникающие при помещении ядер в однородное магнитное поле. Аналогичным способом могут быть рассмотрены эффекты, вызываемые однородным электрическим полем, а также неоднородными электрическим и магнитным полями. Заметим, что для того, чтобы поместить ядро в однородное электрическое поле, необходимо использовать ионизированный газ или ионные пучки. Действительно, среднее электрическое поле, действующее на ядра нейтральных атомов, помещенных в однородное электрическое поле, либо на ядра атомов-ионов, находящихся в узлах кристаллической решетки, равно нулю, поскольку в противном случае ядра, а вместе с ними атомы и ионы двигались бы в определенном направлении.

Вызывая смешивание ядерных уровней, внешнее однородное электрическое поле может привести к появлению соответствующих интерференционных эффектов. Из закона

важные ядра излучают γ -кванты, поляризованные по кругу; для поляризованных ядер угловое распределение излучения всегда анизотропно, причем следует подчеркнуть, что это относится и к ядрам со спином $1/2$.

В качестве конкретного примера рассмотрим Tc^{99m} . Основной и нижние возбужденные уровни ядра изображены на рис. 1. Уровень $1/2^-$ является метастабильным со временем жизни 6,04 часа. В 88,6% случаев имеют место переходы типа E3 на уровень $7/2^+$, а в 1,4% - переходы типа M4 на уровень $9/2^+$. В основном состоянии ядро имеет магнитный момент $\mu = 5,5 \mu_0$, где μ_0 - ядерный магнетон.

В магнитном поле H уровни $7/2^+$ и $9/2^+$ смешиваются и переход, сопровождающийся излучением γ -кванта энергии 142 кэв, содержит примесь E3 - перехода ($1/2^- \rightarrow 7/2^+$), доля которого будет порядка $\frac{\mu H}{W_1 - W_0}$. Относительный вклад интерференционных членов по порядку величины равен

$$2. \frac{\mu H}{W_1 - W_0} \sqrt{\frac{Q(1/2^-, 7/2^+, W_2 - W_0)}{a(1/2^-, 9/2^+, W_2 - W_0)}} = 2 \frac{\mu H}{W_1 - W_0} \left(\frac{W_2 - W_0}{W_2 - W_1} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{Q(1/2^-, 7/2^+, W_2 - W_1)}{Q(1/2^-, 9/2^+, W_2 - W_0)}} \approx 10^{-8} \text{ н.}$$

В этих выражениях $Q(1/2^-, 7/2^+, W)$ - вероятность E3 - перехода ($1/2^- \rightarrow 7/2^+$) с излучением γ -кванта энергии W , $Q(1/2^-, 9/2^+, W)$ - вероятность M4 - перехода ($1/2^- \rightarrow 9/2^+$); при проведении оценки использован тот факт, что вероятность октупольного излучения $Q(1/2^-, 7/2^+, W) = KW^7$, где K - величина, не зависящая от W . Абсолютная величина вклада интерференции в угловое распределение и циркулярную поляризацию излучения дается выражениями

$$|W'(\vec{n})| = \frac{8,6 \cdot 10^6}{4\pi \sqrt{3}} \left| \rho_H \frac{\langle 9/2^+ || \mu || 7/2^+ \rangle}{W_1 - W_0} 3/2 (\cos^2 \theta - \frac{1}{3}) \right| \quad (10)$$

$$|\zeta'(\vec{n})| = \frac{3,9 \cdot 10^7}{4\pi |W(\vec{n})|} \left| \frac{\langle 9/2^+ || \mu || 7/2^+ \rangle}{W_1 - W_0} H \cos \theta \right|. \quad (10')$$

x/ Выражения для интерференционных членов в общем случае даны в Приложении А.

xx/ На самом деле доля E3 - перехода определяется величиной $\frac{\langle 9/2^+ || \mu || 7/2^+ \rangle}{W_1 - W_0} H$, где $\langle 9/2^+ || \mu || 7/2^+ \rangle$ - не зависящий от магнитных квантовых чисел матричный элемент, величину которого можно определить из данных об M1 - переходе ($7/2^- \rightarrow 9/2^+$). В настоящее время такие данные еще не получены, и мы полагаем, что $\langle 9/2^+ || \mu || 7/2^+ \rangle = \mu$.

xxx/ Знак перед интерференционными членами можно определить, вычислив приведенные матричные элементы смешивающихся переходов и величину $\langle 9/2^+ || \mu || 7/2^+ \rangle$.

сохранения пространственной и временной четности следует, что в выражении для $W(\vec{n})$ и $\xi(\vec{n})$ эти эффекты должны описываться следующими членами:

$$\text{для } W(\vec{n}) \text{ - типа } \quad c_{2k+1} E_a \mathcal{P}^{(2k+1)}_{\beta\gamma\dots\delta} e^{a\beta\gamma} n_\epsilon n_\gamma \dots n_\delta \quad (11)$$

$$\text{и для } \xi(\vec{n}) \text{ - типа } \quad c_k E_a \mathcal{P}^{(2k)}_{\beta\gamma\dots\nu} e^{a\beta\gamma} n_\epsilon n_\gamma \dots n_\nu \quad (11')$$

Константы c_k являются функциями полных моментов начального и конечного состояний и линейным образом зависят от приведенных матричных элементов, описывающих E1 - переходы между смешивающимися уровнями.

Рассмотрим теперь интерференционные эффекты, возникающие в неоднородном электрическом и магнитном полях, взаимодействующих с ядерными квадрупольными моментами (речь идет о недиагональных матричных элементах операторов электрического и магнитного квадрупольных моментов ядер).

В неоднородном электрическом поле в выражениях для $W(\vec{n})$ и $\xi(\vec{n})$ появляются следующие члены: для $W(\vec{n})$ - типа

$$d'_{2k} \frac{\partial E_a}{\partial x_\lambda} \Big|_{x_\lambda=0} \mathcal{P}^{(2k)}_{a\beta\gamma\dots\delta} \delta^n \lambda^n \beta^n \gamma^n \dots n_\delta ;$$

$$d''_{2k} \frac{\partial E_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k)}_{\beta\gamma\dots\delta} \delta^n \alpha^n \beta^n \gamma^n \dots n_\delta ; \quad (12)$$

$$d'''_{2k} \frac{\partial E_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k)}_{a\beta\gamma\dots\delta} \delta^n \gamma^n \dots n_\delta ; d''''_{2k} \frac{\partial E_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k)}_{\beta\gamma\dots\delta} \delta^n \alpha^n \lambda^n \gamma^n \dots n_\delta ;$$

и для $\xi(\vec{n})$ - типа

$$d'_{2k+1} \frac{\partial E_a}{\partial x_\lambda} \Big|_{x_\lambda=0} \mathcal{P}^{(2k+1)}_{a\beta\gamma\dots\epsilon} \delta^n \lambda^n \beta^n \gamma^n \dots n_\epsilon ; d''_{2k+1} \frac{\partial E_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k+1)}_{\nu\lambda\gamma\dots\epsilon} \delta^n \alpha^n \beta^n \gamma^n \dots n_\epsilon ;$$

$$d'''_{2k+1} \frac{\partial E_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k+1)}_{a\beta\gamma\dots\epsilon} \delta^n \gamma^n \dots n_\epsilon ; d''''_{2k+1} \frac{\partial E_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k+1)}_{\lambda\beta\gamma\dots\epsilon} \delta^n \alpha^n \lambda^n \gamma^n \dots n_\epsilon . \quad (12')$$

Здесь $\frac{\partial E_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0}$ - компоненты $\text{grad} E_a$ в точке нахождения ядра. В этом случае константы $d_k^{(, , , ,)}$ выражаются линейно уже через приведенные матричные элементы оператора квадрупольного электрического момента, которые описывают E2 - переходы между смешивающимися состояниями.

Отметим, что в неоднородном электрическом поле, при смешивании переходов одинаковой мультипольности, появляется зависимость полной вероятности перехода от квадрупольности ядра в начальном состоянии. Однако как и раньше, этот эффект по величине должен иметь порядок коэффициента смешивания и поэтому в случае ядерных переходов практически не наблюдается.

При помещении ядра в неоднородное магнитное поле интерференционные эффекты дают вклад в угловое распределение и циркулярную поляризацию излучения, возникающий из-за членов в $W(\vec{n})$ типа

$$f_{2k} \frac{\partial H_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k)}_{\nu\gamma\dots\delta} e^{\beta\gamma\epsilon} n_\alpha n_\epsilon n_\gamma \dots n_\delta ; \quad (13)$$

$$f'_{2k} \frac{\partial H_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k)}_{a\gamma\dots\delta} e^{\beta\gamma\epsilon} n_\epsilon \dots n_\delta ; f''_{2k} \frac{\partial H_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k)}_{\beta\gamma\dots\delta} e^{a\gamma\epsilon} n_\epsilon \dots n_\delta ;$$

$$f'''_{2k} \frac{\partial H_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k)}_{\nu\gamma\dots\delta} e^{a\beta\gamma} n_\epsilon n_\gamma \dots n_\delta ; f''''_{2k} \frac{\partial H_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k)}_{\nu\gamma\dots\delta} e^{a\epsilon} n_\beta n_\epsilon \dots n_\delta ;$$

а в $\xi(\vec{n})$ - типа

$$f_{2k+1} \frac{\partial H_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k+1)}_{\gamma\dots\delta} e^{a\gamma\epsilon} n_\epsilon n_\beta \dots n_\delta ; f'_{2k+1} \frac{\partial H_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k+1)}_{\gamma\dots\delta} e^{\beta\gamma\epsilon} n_\alpha n_\epsilon \dots n_\delta ; \quad (13')$$

$$f''_{2k+1} \frac{\partial H_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k+1)}_{\delta\gamma\dots\nu} e^{\beta a \epsilon} n_\delta n_\epsilon n_\gamma \dots n_\nu ; f'''_{2k+1} \frac{\partial H_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k+1)}_{a\gamma\dots\nu} e^{\beta\gamma\epsilon} n_\epsilon \dots n_\nu ;$$

$$f''''_{2k+1} \frac{\partial H_a}{\partial x_\beta} \Big|_{x_\beta=0} \mathcal{P}^{(2k+1)}_{\beta\gamma\dots\nu} e^{a\gamma\epsilon} n_\epsilon \dots n_\nu .$$

Наблюдая интерференционные эффекты, можно в принципе определить приведенные матричные элементы операторов мультипольных моментов, а также вероятности соответствующих переходов между смешивающимися уровнями.

§ 4. Интерференционные эффекты в атомных переходах

Мы видели, что в ядерных γ - переходах в силу очень слабого смешивания уровней интерференционные эффекты могут наблюдаться лишь благодаря существованию "механизмов усиления". Иначе обстоит дело с атомами, помещенными в магнитное поле H. Здесь уже само смешивание уровней, вообще говоря, не мало и интерференционные эффекты должны обнаруживаться независимо от того, существует или нет "механизм усиления".

В качестве примера рассмотрим переходы между уровнями атома с одним внешним электроном, предполагая для простоты, что спин ядра равен нулю.

Схема уровней тонкой структуры такого атома изображена на рис. 2. Магнитное поле, которое можно считать слабым, смешивает попарно как уровни $(J+1)^+$ и J^+ , так и уровни J^- и $(J-1)^-$. Интерференционные эффекты имеют место в каждом из переходов между верхней и нижней группой уровней. Так, например, при суммировании по всем зеемановским компонентам конечного состояния в выражении для углового

распределения и циркулярной поляризации излучения от перехода, сопровождающегося испусканием фотона энергии $W_1 - W_3$, появляются члены $\frac{x}{L}$

$$W'(\vec{n}) = -\frac{3P_3(\cos\theta)}{5 \cdot 4\pi} \left[\sqrt{\frac{(J+2)(J+3)(2J+5)}{(J+1)^2(2J+1)}} \mathcal{P}_3 - \sqrt{\frac{(J+2)J}{(J+1)^2}} \mathcal{P}_1 \right] \frac{3\mu_0 H}{W_1 - W_2} \sqrt{\frac{L}{2L+1}} \times \quad (14)$$

$$\times \frac{S((J+1)^+, J^-, W_1 - W_3) S^*(J^+, J^-, W_1 - W_3)}{Q((J+1)^+, J^-, W_1 - W_3)};$$

(14')

$$\zeta'(\vec{n}) = -\frac{\cos\theta}{4\pi W(\vec{n})} \left[-\sqrt{\frac{J}{J+1}} + \sqrt{\frac{J(J+2)(2J+5)}{(J+1)^2(2J+1)}} \mathcal{P}_2 \right] \frac{3\mu_0 H}{W_1 - W_2} \sqrt{\frac{L}{2L+1}} \cdot \frac{S((J+1)^+, J^-, W_1 - W_3) S^*(J^+, J^-, W_1 - W_3)}{Q((J+1)^+, J^-, W_1 - W_3)}$$

Здесь $\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2, \mathcal{P}_3$ - поляризационные моменты начального состояния, определяемые характером заселенности его зеемановских компонент, $W(\vec{n})$ - угловое распределение фотонов, μ_0 - магнетон Бора, а $S(J_1^+, J_2^-, W)$ - не зависящий от магнитных квантовых чисел матричный элемент перехода $(J_1^+ \rightarrow J_2^-)$ с испусканием фотона энергии W . Величина $S(J_1^+, J_2^-, W)$ связана с полной вероятностью $Q(J_1^+, J_2^-, W)$ соответствующего перехода соотношением $Q = |S|^2$.

Из инвариантности электромагнитных взаимодействий относительно операции обращения времени можно легко показать, что в борновском приближении величина $S((J+1)^+, J^-, W_1 - W_3) S^*(J^+, J^-, W_1 - W_3)$ является действительной и поэтому интерференционные эффекты обязательно имеют место; чтобы найти знак этой величины, необходимо воспользоваться конкретной моделью атома. Учитывая правила сумм, мы можем связать $|S((J+1)^+, J^-, W_1 - W_3) S^*(J^+, J^-, W_1 - W_3)|$ со значением орбитального момента L . После этого для $|W'(\vec{n})|$ и $|\zeta'(\vec{n})|$ получаются выражения

$$|W'(\vec{n})| = \left| \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi} \left[\sqrt{\frac{(J+2)(J+3)(2J+5)}{(J+1)^2(2J+1)}} \mathcal{P}_3 - \sqrt{\frac{(J+2)J}{(J+1)^2}} \mathcal{P}_1 \right] \frac{3\mu_0 H}{W_1 - W_2} \sqrt{\frac{1}{(2L+1)(2L-1)}} \frac{3}{2} (\cos^2\theta - \frac{1}{3}) \right| \quad (15)$$

и

$$|\zeta'(\vec{n})| = \left| \frac{1}{4\pi W(\vec{n})} \left[-\sqrt{\frac{J}{J+1}} + \sqrt{\frac{J(J+2)(2J+5)}{(J+1)^2(2J+1)}} \mathcal{P}_2 \right] \frac{3\mu_0 H}{W_1 - W_2} \sqrt{\frac{1}{(2L+1)(2L-1)}} \cos\theta \right| \quad (15')$$

x/ При выводе выражений (14) и (14') считалось, что матрица плотности начального состояния диагональна в представлении, для которого ось квантования направлена по внешнему полю.

Заметим, что выражения (15) и (15') не содержат членов, связанных со смешиванием уровней J^- и $(J-1)^-$, поскольку переход $(J+1)^+ \rightarrow (J-1)^-$ является практически запрещенным.

Рассмотрим несколько частных случаев. Пусть возбужденный атом не поляризован, т.е. все $\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2, \mathcal{P}_3$ равны нулю. Тогда из (15) и (15') следует, что смешивание уровней приводит к появлению лишь циркулярной поляризации излучения и никак не сказывается на его угловом распределении. Если возбужденный атом, находящийся в состоянии с моментом $J = 1/2$, поляризован, т.е. $\mathcal{P}_1 \neq 0, \mathcal{P}_2 = \mathcal{P}_3 = 0$, то из (15) видно, что угловое распределение излучения такого атома является анизотропным, тогда как высвечивание атома в том же состоянии в отсутствие поля давало бы изотропное излучение. Заметим еще, что в линейном по H приближении полная вероятность рассмотренного выше перехода не зависит от поля. Этот результат имеет общее значение: можно показать, что зависимость полной вероятности перехода от H появляется только при смешивании уровней конечного состояния. Так, например, для перехода с испусканием фотона энергии $W_2 - W_3$ полная вероятность дается выражением

$$Q'(W_2 - W_3) = Q(J^+, J^-, W_2 - W_3) \left[1 + \frac{12}{2L-1} \frac{\mu_0 H}{W_3 - W_4} (L-1) \sqrt{\frac{2L+1}{2L-1}} \right]. \quad (16)$$

Явления, рассмотренные выше, имеют место и в случае смешивания компонент сверхтонкой структуры. Поскольку сверхтонкое расщепление мало, интерференционные эффекты могут быть очень сильными даже в слабых полях. Не приводя соответствующих общих формул, отметим, только несколько характерных обстоятельств.

а) Может оказаться, что ширины сверхтонких компонент сравнимы с расстояниями между ними. В этом случае смешивание уровней будет зависеть также от их ширины. Естественно, что при рассмотрении ядерных переходов и тонкого расщепления такой зависимостью можно было пренебречь;

б) Предположим для определенности, что спин ядра равен $1/2$. Пусть полный момент электронной оболочки начального состояния равен нулю, конечного - единице. В этом случае магнитное поле смешивает только уровни конечного состояния. Тогда в переходах с фиксированной энергией будут наблюдаться интерференционные эффекты, исчезающие при суммировании по всем компонентам сверхтонкого расщепления. Последнее объясняется тем, что интерференционные члены, связанные с каждой из компонент, одинаковы по величине и противоположны по знаку.

Рассмотрим теперь обратный случай, когда момент электронной оболочки верхнего состояния равен единице, нижнего - нулю. В переходах с фиксированной энергией снова имеют место интерференционные эффекты, но при усреднении по сверхтонкой структуре

они исчезают только при одинаковой заселенности смешивающихся уровней. Если сверхтонкое расщепление присутствует в обоих состояниях, то возникают несколько более сложные явления, которые можно рассмотреть аналогичным образом.

в) В предыдущем пункте поле предполагалось слабым. Будем теперь считать, что оно достаточно велико для того, чтобы разорвать связь между ядерным спином и электронной оболочкой. В этом случае ядерный спин никак не влияет на поведение атома и имеют место рассмотренные выше интерференционные явления, связанные с тонкой структурой.

Поскольку эффекты от смешивания сверхтонких компонент (в полях при которых еще можно говорить о сверхтонкой структуре) много больше эффектов от смешивания тонких компонент, то из сказанного выше следует, что при μH , сравнимых по величине со сверхтонким расщеплением, интерференционные явления будут особенно сильными.

Мы видели, что интерференция переходов одного типа в однородном магнитном поле может привести к зависимости полных вероятностей переходов с фиксированной энергией^{x/} от поляризации атома в начальном состоянии, причем этот эффект появляется лишь при смешивании уровней конечного состояния. Аналогичная зависимость будет иметь место и для времени жизни атома в начальном состоянии, но, как видно из Приложения Б, только в том случае, когда нельзя пренебречь различием в энергиях переходов на смешивающиеся уровни.

Остановимся вкратце на излучении атомов в однородном электрическом поле. В этом случае могут смешиваться переходы E1 и M1, либо E1 и E2 с испусканием фотонов разной четности. Поскольку переходы E2 и M1 сильно подавлены по сравнению с E1, линейные по полю интерференционные эффекты обычно исчезают. Другое дело, если имеется три близких уровня с чередующимися четностями. Во втором порядке по внешнему полю уровни одинаковой четности окажутся смешанными друг с другом, что может привести к появлению заметных интерференционных эффектов. В качестве примера укажем на переходы в атоме водорода с уровней $3S_{1/2}$, $3P_{1/2}$, $3D_{3/2}$ на уровень $2P_{1/2}$ (см. рис. 3).

В электрическом поле x состоянию $3S_{1/2}$ примешивается состояние $3D_{3/2}$. Ввиду малости $W_1 - W_2$ и $W_2 - W_3$ примесь может оказаться значительной. Поэтому в переходе $W_3 - W_4$ будут наблюдаться интерференционные эффекты.

x/ Напомним, что мы рассматриваем вероятности переходов, просуммированные по всем зеемановским компонентам конечного состояния.

Приведем общие выражения для интерференционных эффектов в радиационных переходах атомов и ядер, когда внешнее поле смешивает уровни либо начального, либо конечного состояний. Эти выражения пригодны для описания эффектов как в атомных (интерференция E1 - переходов), так и в ядерных (интерференция EL и $ML \pm 1$ - переходов) системах. Обратимся к случаю, когда во внешнем поле смешиваются уровни только начального состояния (рис. 4, $j_2 \neq j_3$). Если в отсутствие поля система находилась в состоянии j_2 , то интерференционные эффекты в переходе с излучением кванта энергии $W_2 - W_1$ описываются следующими формулами:

$$Q_1 = 0, \quad (1A)$$

$$W'(\vec{n}) = \sum_{j=\ell \pm 1 \neq 0} \frac{1}{\ell_{\text{чет}} \cdot 4\pi} H P_{\ell} P_j(\cos\theta) \cdot 2 \operatorname{Re} \frac{\langle j_2 || \mu || j_3 \rangle^*}{W_3 - W_2} \times \\ \times \left[\frac{S_1(j_2, j_1, W_2 - W_1) S_2^*(j_3, j_1, W_2 - W_1)}{Q(j_2, j_1, W_2 - W_1)} a'(\ell, J) + \frac{S_1(j_2, j_1, W_2 - W_1) S_1^*(j_3, j_1, W_2 - W_1)}{Q(j_2, j_1, W_2 - W_1)} a''(\ell, J) \right], \quad (2A)$$

$$\xi'(\vec{n}) = \sum_{j=\ell \pm 1 \neq 0} \frac{1}{\ell_{\text{чет}} \cdot 4\pi W(\vec{n})} H P_{\ell} P_j(\cos\theta) \cdot 2 \operatorname{Re} \frac{\langle j_2 || \mu || j_3 \rangle^*}{W_3 - W_2} \times \quad (3A)$$

$$\times \left[\frac{S_1(j_2, j_1, W_2 - W_1) S_2^*(j_3, j_1, W_2 - W_1)}{Q(j_2, j_1, W_2 - W_1)} b'(\ell, J) + \frac{S_1(j_2, j_1, W_2 - W_1) S_1^*(j_3, j_1, W_2 - W_1)}{Q(j_2, j_1, W_2 - W_1)} b''(\ell, J) \right];$$

где члены с $a''(\ell, J)$ и $b''(\ell, J)$ дают вклад от интерференции $EL + 1(ML + 1)$ - переходов $j_2 \rightarrow j_1, j_3 \rightarrow j_1$, а члены с $a'(\ell, J)$ и $b'(\ell, J)$ - вклад от интерференции $EL + 1(ML + 1)$ и $ML(EL)$ - переходов, $S_1(j_2, j_1, W)$ - приведенный матричный элемент, описывающий $EL + 1(ML + 1)$ - переход $j_2 \rightarrow j_1$ с излучением кванта энергии W , $S_2(j_3, j_1, W)$ - то же для $ML(EL)$ - перехода $j_3 \rightarrow j_1$, Q_1 - вклад от интерференции в полную вероятность, а все остальные обозначения приведены в тексте. В выражениях (2A) и (3A) суммирование производится по $\ell \leq 2j_2$. Коэффициенты $a'(\ell, J)$, $a''(\ell, J)$, $b'(\ell, J)$ и $b''(\ell, J)$ имеют вид:

$$a'(\ell, J) = (-1)^{j_2 - j_1 - 1} (2\ell + 1)(2j_3 + 1)(2L + 3) C_{10\ell 0}^{j_0} W(j_2, j_1, j_3; \ell) \times$$

$$W(j_3 L, j_2 L + 1; j_1 J) [\sqrt{L(2L + 3)} W(L + 1L, L + 1L + 1; J) C_{L+10L+10}^{j_0} + \sqrt{(L+1)(2L-1)} W(L+1L, L+1L-1; J) C_{L+10L-10}^{j_0}]$$

$$a''(\ell, J) = (-1)^{j_2 - j_1 - 1} (2L + 3)^2 (2j_3 + 1) \sqrt{(2L + 1)(2J + 1)} W(L + 1, L + 1, L + 1, L + 1; J) W(j_3, \ell; j_2) \times$$

$$\times W(j_3 L + 1, j_2 L + 1; j_1 J) C_{j_0 10}^{\ell_0} C_{L+10L+10}^{j_0} \quad (5A)$$

$$b'(\ell, J) = (-1)^{j_2 - j_1 - 1} (2\ell + 1)(2j_3 + 1)(2L + 1)(2L + 3) W(L + 1L, L + 1L; J) \times$$

$$\times W(j_2, j_1, j_3; \ell) W(j_3 L, j_2 L + 1; j_1 J) C_{L_0 L+10}^{j_0} C_{10\ell 0}^{j_0} \quad (6A)$$

$$b''(\ell, J) = (-1)^{j_2 - j_1} (2j_3 + 1)(2\ell + 1)^{1/2} (2J + 1)^{1/2} (2L + 3) W(j_3, \ell; j_2) C_{j_0 10}^{\ell_0}$$

$$W(j_3 L + 1, j_2 L + 1; j_1 J) [\sqrt{(L+1)(2L+5)} W(L+1, L+1, L+2, L+1; J) C_{L+10L+20}^{j_0} +$$

$$+ \sqrt{(L+2)(2L+1)} W(L+1L+1, L+1; J) C_{L+10L_0}^{j_0}] \quad (7A)$$

где $W(j_1 j_2, j_3 j_4; j_5 j_6)$ — коэффициенты Рака [1]. Будем теперь считать, что магнитное поле смешивает уровни только конечного состояния (рис. 5). В этом случае интерференционные эффекты для перехода энергии $W_1 - W_3$ даются выражениями

$$Q_1 = a_0 H^{\mathcal{P}} P_1 2 \operatorname{Re} \frac{\langle j_2 || \mu || j_3 \rangle^*}{W_2 - W_3} S_1(j_1, j_3, W_1 - W_3) S_1^*(j_1, j_2, W_1 - W_3),$$

$$W^*(\vec{n}) = \sum_{\substack{\ell \text{ неч.} \\ J = \ell \pm 1 \neq 0}} \frac{1}{4\pi} H^{\mathcal{P}} P_J(\cos \theta) 2 \operatorname{Re} \frac{\langle j_2 || \mu || j_3 \rangle^*}{W_2 - W_3} \times \frac{S_1(j_1, j_3, W_1 - W_3) S_2^*(j_1, j_2, W_1 - W_3)}{Q(j_1, j_3, W_1 - W_3)} a(\ell, J) + (8A)$$

$$+ \sum_{\substack{\ell \text{ неч.} \\ J = \ell \pm 1 \neq 0}} \frac{1}{4\pi} H^{\mathcal{P}} P_J(\cos \theta) \cdot 2 \operatorname{Re} \frac{\langle j_2 || \mu || j_3 \rangle^*}{W_2 - W_3} \frac{S_1(j_1, j_3, W_1 - W_3) S_2^*(j_1, j_2, W_1 - W_3)}{Q(j_1, j_3, W_1 - W_3)} a_1(\ell, J), \quad (9A)$$

$$\xi^*(\vec{n}) = \sum_{\substack{\ell \text{ чет.} \\ J = \ell \pm 2 > 0}} \frac{1}{4\pi W(\vec{n})} H^{\mathcal{P}} P_J(\cos \theta) 2 \operatorname{Re} \frac{\langle j_2 || \mu || j_3 \rangle^*}{W_2 - W_3} \frac{S_1(j_1, j_3, W_1 - W_3) S_2^*(j_1, j_2, W_1 - W_3)}{Q(j_1, j_3, W_1 - W_3)} b(\ell, J) +$$

(10A)

$$+ \sum_{\substack{\ell \text{ чет.} \\ J = \ell \pm 1 > 0}} \frac{1}{4\pi W(\vec{n})} H^{\mathcal{P}} P_J(\cos \theta) \cdot 2 \operatorname{Re} \frac{\langle j_2 || \mu || j_3 \rangle^*}{W_2 - W_3} \frac{S_1(j_1, j_3, W_1 - W_3) S_2^*(j_1, j_2, W_1 - W_3)}{Q(j_1, j_3, W_1 - W_3)} b_1(\ell, J),$$

где суммирование в первых суммах выражений (8A) и (9A) ведется в пределах $0 \leq \ell \leq \min(2j_1, 2L + 2)$, а во вторых — в пределах $0 \leq \ell \leq \min(2j_1, 2L + 3)$.

Коэффициенты $a_1(\ell, J)$, $a_0(\ell, J)$, $a(\ell, J)$, $b(\ell, J)$, $b_1(\ell, J)$ записываются в виде:

$$a_1(\ell, J) = (-1)^{j_2 - j_3 + \ell + L - J} (2j_2 + 1)^{1/2} (2j_1 + 1)^{1/2} (2\ell + 1)(2L + 3)^2 \times$$

(11A)

$$\times \sum_{|j_1 - j_2| \leq p \leq L + 2} (2p + 1) W(j_1, j_2, \ell L + 1; p j_1) W(j_1, j_2, L + 11; p j_3) W(\ell, L + 1L + 1; J p) C_{10\ell 0}^{j_0} C_{L+10L+10}^{j_0} \times$$

$$\times w(L + 1L + 1, L + 1L + 1, J),$$

$$a_0 = a_1(1,0) = \sum_{|i_1 - i_2| \leq \ell \leq L+2} (-1)^{i_2 - i_3 + L - p} (2j_2 + 1)^{1/2} (2j_1 + 1)^{1/2} (2p + 1) W(j_1, j_2, \ell L + 1; p j_1) \times W(j_1, j_2, L + 1; p j_3), \quad (12A)$$

$$a(\ell, J) = (-1)^{i_2 - i_3 + \ell - J + L} (2j_2 + 1)^{1/2} (2j_1 + 1)^{1/2} (2\ell + 1)(2L + 3) W(j_1, j_2, \ell L + 1; L + 1 j_1) \times W(j_1, j_2, L + 1; L + 1 j_2) W(\ell, L + 1; J L + 1) C_{10\ell 0}^{J0} [\sqrt{L(2L + 3)} W(LL + 1, L + 1L + 1; J 1) \times C_{L+10L+10}^{J0} + \sqrt{(2L - 1)(L + 1)} W(LL + 1, L - 1L + 1; J 1) C_{L+10L-10}^{J0}], \quad (13A)$$

$$b(\ell, J) = (-1)^{i_2 - i_3 + \ell - J + L} (2j_2 + 1)^{1/2} (2j_1 + 1)^{1/2} (2\ell + 1)(2L + 3) \times W(j_1, j_2, \ell L + 1; L + 1 j_1) \times W(j_1, j_2, L + 1; L + 1 j_2) \cdot W(\ell, L + 1; J L + 1) W(LL + 1, LL + 1; J 1) C_{10\ell 0}^{J0} C_{L+10L0}^{J0}, \quad (14A)$$

$$b_1(\ell, J) = (-1)^{i_2 - i_3 + L + \ell - J} (2j_2 + 1)^{1/2} (2j_1 + 1)^{1/2} (2\ell + 1)(2L + 3) \times \sum_{|i_1 - i_2| \leq p \leq L+2} (2p + 1) W(j_1, j_2, \ell L + 1, p j_1) W(j_1, j_2, L + 1; p j_3) W(\ell, L + 1, L + 1; J p) C_{10\ell 0}^{J0} \times$$

$$\times [\sqrt{(L + 1)(2L + 5)} W(L + 1L + 1, L + 2L + 1; J 1) C_{L+10L+20}^{J0} + \sqrt{(L + 2)(2L + 1)} W(L + 1L + 1, L + 1L, J 1) C_{L+10L0}^{J0}]. \quad (15A)$$

Покажем, что если пренебречь различием в энергиях переходов с некоторого исходного уровня на смешивающиеся уровни, то сумма вероятностей переходов не содержит интерференционных членов и равна сумме вероятностей переходов в отсутствие поля. Для простоты рассмотрим ситуацию, представленную на рис. 6, когда внешнее поле смешивает уровни конечного состояния $|2\rangle$ и $|3\rangle$. Во внешнем поле вероятности переходов равны

$$Q(1, 2, E_1 - E_2) = \frac{|V_{23}|^2}{|V_{23}|^2 + (E_2 - W_2 - V_{22})^2} Q_0(1, 2, E_1 - E_2) + 2 \operatorname{Re} \frac{V_{23}^* (E_2 - W_2 - V_{22})}{|V_{23}|^2 + (E_2 - W_2 - V_{22})^2} S(1, 2, E_1 - E_2) S^*(1, 3, E_1 - E_2) + \frac{(E_2 - W_2 - V_{22})^2}{|V_{23}|^2 + (E_2 - W_2 - V_{22})^2} Q_0(1, 3, E_1 - E_2) \quad (1Б)$$

и

$$Q(1, 3, E_1 - E_3) = \frac{|V_{23}|^2}{|V_{23}|^2 + (E_3 - W_2 - V_{22})^2} Q_0(1, 2, E_1 - E_3) + 2 \operatorname{Re} \frac{V_{23}^* (E_3 - W_2 - V_{22})}{|V_{23}|^2 + (E_3 - W_2 - V_{22})^2} S(1, 2, E_1 - E_3) S^*(1, 3, E_1 - E_3) + \frac{(E_3 - W_2 - V_{22})^2}{|V_{23}|^2 + (E_3 - W_2 - V_{22})^2} \times Q_0(1, 3, E_1 - E_3).$$

Здесь E_1, E_2, E_3 - энергии возмущенных стационарных состояний:

$$E_1 = W_1 + V_{11}, \quad (3Б)$$

$$E_{2,3} = \frac{W_2 + V_{22} + W_3 + V_{33}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{W_2 + V_{22} - W_3 - V_{33}}{2}\right)^2 + |V_{23}|^2}, \quad (4Б)$$

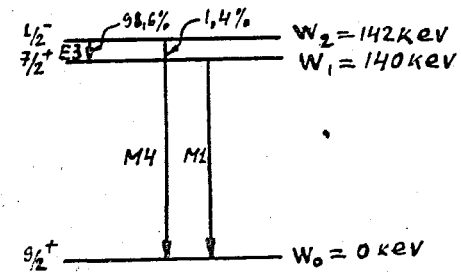
а V_{ij} - матричные элементы оператора возмущения \hat{V} . Складывая (1Б) и (2Б) и пренебрегая различием как $Q_0(1,2,E_1 - E_2)$ и $Q_0(1,2,E_1 - E_3)$, так и $Q_0(1,3,E_1 - E_2)$ и $Q_0(1,3,E_1 - E_3)$, после простых преобразований мы получаем

$$Q(1,2,E_1 - E_2) + Q(1,3,E_1 - E_3) = Q_0(1,2,E_1 - E_2) + Q_0(1,3,E_1 - E_3). \quad (5Б)$$

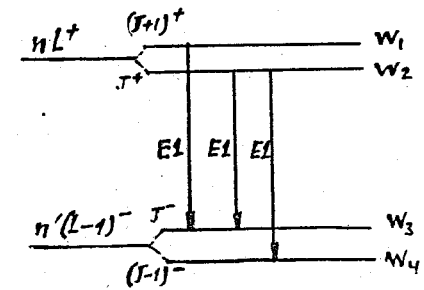
Л и т е р а т у р а

1. А.И. Ахмезер, В.В. Берестецкий. Квантовая электродинамика. Физматгиз, 1959.
2. Г. Бете, Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя внешними электронами. Физматгиз, 1960.
3. J. H. Van-Vleck, The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities, ch. VII, Oxford, 1932.
4. F. Boehm and E. Kankaleit. Phys. Rev. Lett., 14, 312 (1965).
5. Ю.Г. Абов, П.А. Крупчицкий, Ю.А. Оратовский. Ядерная физика, 1, 479 (1965).

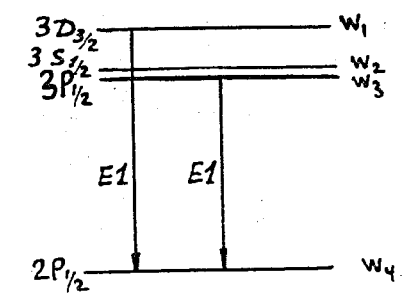
Рукопись поступила в издательский отдел
29 июня 1965 г.



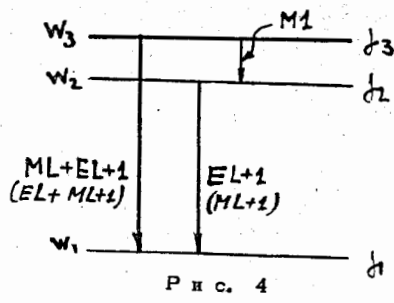
Р и с. 1



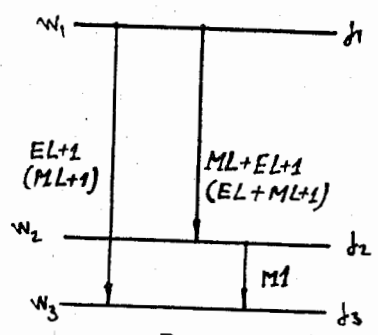
Р и с. 2



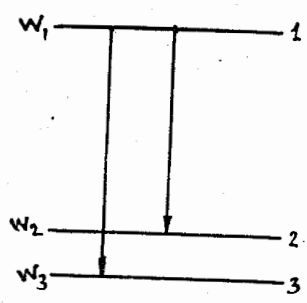
Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5



Р и с. 6