

ИСКАЖЕНИЯ СИГНАЛА ПЕРЕСЕЧЕНИЯ УРОВНЕЙ ПЛЕНЕНИЕМ. II

М. П. Чайка

С помощью выражений, полученных в первой части работы, вычисляется форма сигнала Ханле для ряда различных случаев, в том числе и при пленении на переходах со сверхтонкой структурой. Показывается, что форма одиночного сигнала пересечения в ненулевых магнитных полях пленением излучения не искажается, но его ширина становится меньше.

В работе [1] было получено выражение для сигнала Ханле в условиях пленения излучения через матрицы преобразования S и M , а также вид этих матриц. Принимались во внимание два перехода с исследуемого (состоящего из ряда компонент) уровня: на основной и на метастабильный. Напомним ограничения, при которых справедливы полученные в части I [1] выражения (7)–(9), (11), (18), входящие в формулу (6), которую уместно здесь привести

$$W_H = \hat{M}_H (E - \hat{S} \hat{M}_H)^{-1} U_0 \quad (1)$$

и которая описывает сигнал Ханле при пленении излучения в общем виде: 1) достаточно большой объем, пленение резонансного излучения полное, 2) наблюдаемое излучение не поглощается, 3) скрытое выстраивание [2] во внимание не принимается, 4) естественная ширина линии много меньше сверхтонкого расщепления верхнего уровня, 5) расстояние между сверхтонкими компонентами или больше, или много меньше доплеровской ширины линии.

Прежде всего из формул работы [1] получим уже известные выражения для сигналов Ханле в условиях пленения излучения, а затем рассмотрим пленение на переходах со сверхтонкой структурой.

Пленение на одном переходе, возбужденный уровень простой (без СТС). Запишем выражение для элементов оператора $\hat{M}$

$$M_{q i' i}^{x q} = \frac{L d_p}{1 - \frac{i q \omega}{\Gamma}} \sum_k (-1)^{F_i + F_{i'} + 2F_k} (2F_{i+1})^{-1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ F_k & F_k & F_i \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ F_k & F_k & F_{i'} \end{Bmatrix} d_{ik} d_{ik'}. \quad (2)$$

Если СТС нет, все состояния вырождены только по магнитным квантовым числам m_j , и элементы $\hat{M}$ принимают вид

$$\left. \begin{aligned} M_p^{x q} &= \frac{L}{1 - \frac{i q \omega}{\Gamma}} (2J_0 + 1)^{-1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix}^2 d_p, \\ M_H^{x q} &= \frac{(-1)^{2J_B + J_0 + J_M} L}{1 - \frac{i q \omega}{\Gamma}} (2J_0 + 1)^{-1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ J_B & J_B & J_M \end{Bmatrix} d_H. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь J_0 , J_B и J_M — угловые моменты основного, возбужденного и метастабильного состояния соответственно. Суммирование по k и по i выпало,

так как расщепления уровней нет. Так как матрицы S и M в данной постановке задачи диагональны, нахождение W_H^{zq} по формуле (1) не представляет труда

$$W_H^{zq} = \frac{M_H^{zq}}{1 - S^{zq} M^{zq}} U_0^{zq}.$$

Для элементов тензора W , из которых состоит сигнал выстраивания, получаем

$$W^{2,q} = \frac{(-1)^{2J_B+J_0+J_M} L \Gamma d_H (2J_0+1)^{-1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_B & J_B & J_M \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix}}{\Gamma \left[1 - 0.7 L d_p (2J_0+1)^{-1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix}^2 \right] - i q \omega} U_0^{2,q}, \quad (4)$$

откуда видно, что сигналы выстраивания имеют ту же форму, что и без пленения, но другую ширину. Последняя определяется новым временем жизни $\Gamma_{пл.}$, которое после определения L , согласно (13) из [1]

$$L = (-1)^{-2J_B-J_0} \left[(2J_0+1)^{-1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix} \left(d_p (-1)^{J_0} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix} + d_H (-1)^{J_M} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ J_B & J_B & J_M \end{Bmatrix} \right) \right]^{-1} = (2J_0+1) \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix}^{-2},$$

может быть записано в виде

$$\Gamma_{пл.} = \Gamma \left[1 - 0.7 d_p \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix}^{-2} \right]. \quad (5)$$

Для сигналов ориентации таким же путем получаем

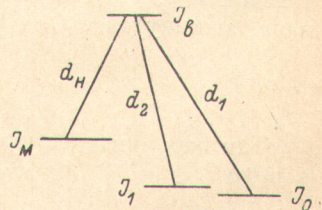
$$\Gamma_{пл.} = \Gamma \left[1 - 0.5 d_p \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix}^{-2} \right]. \quad (6)$$

Если переход только один, следует положить $d_p=1$ и формулы (5) и (6) совпадают с выражениями из работы [4] для тех же величин. Заметим, что при $d_p=1$ наблюдаемого перехода нет, $d_H=0$, и сигнал равен нулю по величине.

Пленение излучения на одном переходе в конечном объеме. Учесть выход излучения из объема, занятого парами, в тех же предположениях, что в работах [3, 4], совсем легко. Предположения сводятся к тому, что существует некий средний по объему и направлениям коэффициент поглощения резонансного излучения $k < 1$. В принятой в настоящей работе модели пленения излучения его можно учесть двумя путями. Его можно учесть в матрице преобразования S , как это было сделано в [1]. Можно поступить иначе и считать, что часть излучения (например, края доплеровской линии), которая выходит из объема, соответствует наблюдаемому переходу. Тогда $d_p=k$, $d_H=1-k$; оба пути приводят к одному и тому же выражению для Γ

$$\Gamma_{пл.}^{(x)} = \Gamma \left[1 - k S^x \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ J_B & J_B & J_0 \end{Bmatrix}^{-2} \right]. \quad (7)$$

Пленение излучения на двух переходах, общий верхний уровень простой. К схеме предыдущего раздела добавим еще один уровень с J_1 (см. рисунок), связанный дипольным переходом с уровнем J_B , и пусть на этом переходе также имеет место полное пленение. На рисунке d_1 и d_2 — относительные вероятности соответствующих переходов: $d_1+d_2=d_p$.



Пленение на двух переходах.

Оператор $\hat{M}_p$ (2) по индексам x и q диагонален. Чтобы не загромождать запись, выберем какие-то значения x и q и будем решать задачу сначала только для членов с выбранными x и q , а в записи эти индексы опустим. Элементы матрицы M имеют вид

$$M_p^{i'i} = \frac{(-1)^{J_i+J_{i'}+2J_B} L d_p}{1 - \frac{iq\omega}{\Gamma}} (2J_0 + 1)^{-1} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ J_B & J_B & J_i \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ J_B & J_B & J_{i'} \end{Bmatrix} d_{i'k}. \quad (8)$$

Так как i принимает значения только 1 и 2, матрица M имеет только четыре члена

$$\begin{pmatrix} M_p^{11} & M_p^{12} \\ M_p^{21} & M_p^{22} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Чтобы найти сигнал, нужно найти $(E - SM)^{-1}$

$$\frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} 1 - SM_p^{22} & SM_p^{12} \\ SM_p^{21} & 1 - SM_p^{11} \end{pmatrix},$$

где

$$\Delta = \det(E - SM_p) = 1 - SM_p^{11} - SM_p^{22} + \det M_p. \quad (10)$$

Из вида элементов $M_p^{i'i}$ (8) легко получить, что $\det M_p = 0$. Найдём теперь матрицу $M_H (E - SM_p)^{-1}$

$$\frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} M_H^1 & M_H^2 \\ M_H^1 & M_H^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 - SM_p^{22} & SM_p^{12} \\ SM_p^{21} & 1 - SM_p^{11} \end{pmatrix},$$

что после перемножения даёт

$$\frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} M_H^1 & M_H^2 \\ M_H^1 & M_H^2 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Здесь M_H^i — матричный элемент между переходами с d_i и d_H . Элементы тензора W_H , из которых составляется выражение для наблюдаемого сигнала, запишутся

$$W_H = \frac{M_H^1 U^1 + M_H^2 U^2}{1 - S(M_p^{11} + M_p^{22})}.$$

Так как интерес представляет только форма сигнала, запишем M в виде

$$M_p^{i'i} = \frac{1}{1 - \frac{iq\omega}{\Gamma}} \tilde{M}_p^{i'i}, \quad (12)$$

тогда

$$W_H^{xq} = \Gamma \frac{\tilde{M}_H^{xq1} U^{xq1} + \tilde{M}_H^{xq2} U^{xq2}}{\Gamma [1 - S^x (\tilde{M}_p^{xq11} + M_p^{xq22})] - iq\omega}. \quad (13)$$

Выражение для $\Gamma_{пл}$ получилось таким же, как в [3],

$$\Gamma_{пл} = \Gamma [1 - \sum k_i \alpha_i \Gamma_i / \Gamma],$$

здесь k_i — средний коэффициент поглощения на i -м переходе, $\alpha_i \Gamma$ — максимальное удлинение времени когерентности при полном пленении на одном переходе и отсутствии излучения на других. С помощью этой формулы по ширине сигнала Ханле на наблюдаемом переходе при полном пленении на резонансном авторами [3] было найдено отношение сил осцилляторов в атоме свинца.

Пленение на переходах со сверхтонкой структурой (расщепление верхнего состояния меньше доплеровской ши-

рины линии). Число возбужденных подуровней равно k , и каждый элемент M представляет собой сумму k членов. Теперь уже $\det M \neq 0$, выражение для $M_H (E - SM)^{-1}$ не сводится к виду (11), и сигнал Ханле имеет сложную форму. Рассмотрим в качестве примера сигнал с уровня $J=3/2$ атома, имеющего ядерный спин $I=3/2$. Из-за сверхтонкого взаимодействия уровень расщепляется на 4 подуровня с $F=0,1,2,3$. Множители Ланде g_F при $J=I$ для всех F одинаковы, т. е. $\omega_k = \omega$, и это значительно облегчает задачу. Пусть пленение происходит на переходе $J=3/2 \rightarrow J=1/2$ и спектральная линия расщеплена на 2 компонента из-за расщепления нижнего уровня. В таблице приведены вероятности сверхтонких переходов, необходимые для вычисления элементов M . Пусть наблюдаемый переход имеет ту же структуру, что и резонансный.

Вероятности сверхтонких переходов
[$J=3/2 \rightarrow J=1/2$ ($I=3/2$)]

F_i	F_k			
	0	1	2	3
1	1/10	1/4	1/4	0
2	0	1/20	1/4	7/10

Облучим атомный ансамбль линейно поляризованным перпендикулярно оси OZ светом. При соответствующем выборе осей OX и OY свет будет обладать только поляризационными моментами с $x=0$, $q=0$, $x=2$, $q=\pm 2$. Как уже известно, поляризационные моменты операторами $\hat{M}$ и $\hat{S}$ не перемешиваются, так что достаточно проследить за преобразованием компонент $U^{x=2, |q|=2}$, единственных, дающих вклад в сигнал Ханле (зависимость интенсивности от магнитного поля).

По формуле (1), предварительно определив L из условия сохранения интенсивности [(13) из [1)], вычислим матрицу M для $x=2$

$$M^{2, q} = \frac{1}{1 - \frac{iq\omega}{\Gamma}} \begin{vmatrix} 0.15974 & -0.07639 \\ -0.04583 & 0.21183 \end{vmatrix}.$$

Матрица $(E - SM)$ имеет вид ($S^{x=2} = 0.7$)

$$\begin{vmatrix} 1 - \frac{0.14828}{1 - \frac{iq\omega}{\Gamma}} & -\frac{0.05347}{1 - \frac{iq\omega}{\Gamma}} \\ -\frac{0.03208}{1 - \frac{iq\omega}{\Gamma}} & 1 - \frac{0.11180}{1 - \frac{iq\omega}{\Gamma}} \end{vmatrix}.$$

Так как наблюдается сумма сверхтонких компонент, с помощью формулы (1), в которой $M_H = M$, будем искать сумму

$$I_{\text{наб.}} \approx \sum_{\substack{i=1, 2 \\ q=\pm 2, -2}} W_H^{2q} = [0.11389 U_0^{221} + 0.13544 U_0^{222}] \operatorname{Re} \frac{1}{\left(1 - \frac{iq\omega}{\Gamma}\right)} - 0.02123 [U_0^{221} + U_0^{222}] \operatorname{Re} \frac{1}{\Delta \left(1 - \frac{iq\omega}{\Gamma}\right)^2}, \quad (14)$$

где по-прежнему $\Delta = \det(E - SM)$. Заметим, что U^{xq1}/U^{xq2} равно отношению интенсивностей сверхтонких компонент в облучающем свете.

Форма кривой, описывающей $I_{\text{наб.}}$ как функцию ω , как видно из выражения (14), очень сложна и зависит от относительных интенсивностей сверхтонких компонент в облучающем свете U^{001}/U^{002} . Однако численный

расчет показывает, что она с точностью до 0.05% укладывается на лорентцовскую кривую с $\Gamma_{пл.} = 0.9095 \Gamma$ (для $U^{221} = U^{222}$).

Интересно отметить, что $\Gamma_{пл.}$ довольно близка к величине, вычисленной по формуле

$$\Gamma_{пл.} = \Gamma (1 - 0.7P) = 0.87\Gamma. \quad (15)$$

Здесь

$$P = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y + I_z} = \frac{1}{2} \sum_{i, i'} M^{2q i' i} \quad (16)$$

степень поляризации излучения атома при $H=0$, определенная через относительные интенсивности света флуоресценции I_x , I_y и I_z , с поляризациями вдоль OX , OY и OZ соответственно при возбуждении линейно поляризованным по OX резонансным излучением с равными интенсивностями свертонких компонент.

Такая формула получается из более грубой, чем принятой в настоящей работе, модели пленения излучения.

Пленение на переходах с неразрешенной свертонкой структурой.

Если множители Ланде g_F одинаковы для всех подуровней верхнего состояния, то никаких трудностей не возникает. Так как i принимает только одно значение, оператор M диагонален и задача решается так же, как и для пленения на простом переходе. Только оператор $\hat{M}$ будет иным: $M^{2q} = \sum_{J, J'} M^{2q, J' J}$. Форма сигнала остается прежней, как и без пленения, но его ширина определяется $\Gamma_{пл.}$

$$\Gamma_{пл.}^{(2)} = \Gamma (1 - S^2 \hat{M}^2 d_p). \quad (17)$$

При разных g_F форма сигнала сложна, и своя для каждого конкретного случая.

Сигнал пересечения уровней в ненулевых магнитных полях. Ограничимся рассмотрением простейших условий: магнитное поле обеспечивает пересечение одной пары интерферирующих уровней, а структура излучающего состояния такова, что этот сигнал пересечения не накладывается ни на сигнал Ханле, ни на другие пересечения; доплеровское уширение линии много больше ее СТС.

В этой задаче при определении оператора $\hat{M}$ (описывающего преобразование света атомом) удобно воспользоваться формализмом матрицы плотности. Представим оператор $\hat{M}$ в виде произведения матриц

$$\hat{M} = \hat{T}^{-1} \hat{R} \hat{M}' \hat{P} \hat{T}. \quad (18)$$

Оператор T осуществляет преобразование от статистического тензора света с компонентами U^{2q} к поляризационной матрице с компонентами $I_{q_1 q_2}^{[1]}$ (формула (15)). Оператор $\hat{P}$ позволяет получить тензор возбуждения из поляризационной матрицы. Он представляет собой прямоугольную матрицу с 35 столбцами и числом строк, равным N^2 , квадрату числа зеемановских подуровней возбужденного состояния. Ее элементы образованы матричными элементами соответствующих проекций оператора дипольного перехода

$$P_{q_1 q_2}^{mn} = \sum_{\mu} \langle m | \mathcal{E}_{q_1} \mathbf{d} | \mu \rangle \langle n | \mathcal{E}_{q_2} \mathbf{d} | \mu \rangle^* = \sum_{\mu} f_{m\mu} f_{\mu n}. \quad (19)$$

Матрица M , преобразующая тензор возбуждения в матрицу плотности, диагональна, ее компоненты

$$(M')_{mn}^{mm} = \Gamma (\Gamma - i\omega_{mn})^{-1} \quad (20)$$

не влияют на величину членов с $m=n$ ($\omega_{mn}=0$), а все члены с $m \neq n$, кроме выделенной пары, описывающей пересечение уровней, обращают в нуль ($\omega_{mn} \gg \Gamma$). Матрица R , описывающая излучение света атомом, строится аналогично матрице $\hat{P}$, но она содержит 35 строк и N^2 столбцов. T^{-1} —

оператор преобразования от поляризационной матрицы к поляризационным моментам.

Элемент матрицы M может быть записан в виде

$$M_{xq}^{x'q'} = (T^{-1})_{q_1'q_2'}^{x'q'} R_{mn}^{q_1'q_2'} M_{mn}^{mn} \prod_{q_1q_2}^{mn} T_{xq}^{q_1q_2}. \quad (21)$$

Обычно сигнал пересечения уровней наблюдается при облучении светом с линейной поляризацией. В таком свете (при соответствующем выборе осей координат) существуют поляризационные моменты с $x=0$ и 2 и $q=0, \pm 2$. Остальные равны нулю. Проследим за каждой из этих компонент при преобразовании M . Компонента U^{22} преобразуется оператором T только в компоненту поляризационной матрицы с $q_1=-1$ и $q_2=1$, так как соответствующая строчка матрицы T содержит только этот член. При следующем преобразовании Π эта компонента порождает в тензоре возбуждения только члены с $m-n=2$. Следующий оператор преобразования M по условию задачи оставляет в матрице плотности не равным нулю только один член. Так как $m-n=2$, то в силу правил отбора для дипольных переходов возможен только один набор значений q_1' и q_2' , $q_1'=q_1=-1$, $q_2'=q_2=1$. Матрица T^{-1} преобразует этот единственный член только в компоненту тензора с $x'=x=2$ и $q'=q=2$ — W^{22} . Аналогичным образом находим, что и в остальных случаях $x'=x$ и $q'=q$, т. е. M диагональна. Ее элементы

$$M^{2,\pm 2} = K (\Gamma \mp i\omega_{mn})^{-1} \sum_{\mu,\mu'} f_{\mu\mu'} f_{\mu\mu'} f_{\mu\mu'} f_{\mu\mu'}, \quad M^{00} = \frac{K}{3\Gamma} \sum_{\mu,\mu'} |f_{\mu\mu}|^2 |f_{\mu\mu'}|^2. \quad (22)$$

В коэффициент K входят всякого рода параметры и константы, но в обоих выражениях это один и тот же коэффициент. В отсутствие наблюдаемого перехода и при полном пленении на резонансном переходе $M^{00}=1$

$$K = 3\Gamma \left| \sum_{\mu,\mu'} |f_{\mu\mu}|^2 |f_{\mu\mu'}|^2 \right|. \quad (23)$$

Обозначим через P величину

$$P = 3 \sum_{\mu,\mu'} f_{\mu\mu} f_{\mu\mu'} f_{\mu\mu'} f_{\mu\mu} \left| \sum_{\mu,\mu'} |f_{\mu\mu}|^2 |f_{\mu\mu'}|^2 \right|. \quad (24)$$

Она представляет собой степень поляризации излучения ансамбля атомов, определенной согласно (16), если ансамбль атомов возбужден светом с $\mathcal{E} \parallel ON$ и находится в поле пересечения $H_{\text{пер.}}$, в котором $\omega_{mn}=0$. Подставляя полученные величины (22)—(24) в формулу (1), можем получить вид сигнала

$$I \approx (W^{2,-2})_H + (W^{2,2})_H = \frac{c}{\Gamma^2 [1 - 0.7P]^2 + \omega_{mn}^2}. \quad (25)$$

Сигнал остается по форме лорентцовским, но сужается на $\Delta\Gamma = 0.7\Gamma P$.

Вычисления искажения неразрешенных сигналов пересечения уровней значительно сложнее приведенных выше. Заметим здесь только, что задача не сводится к нахождению суммы сигналов, для каждого из которых пленение вычислено отдельно: их искажения пленением не независимо, общая картина пленения так же сложна, как и для сигналов Ханле на уровнях со сверхтонкой структурой.

Литература

- [1] М. П. Чайка. Опт. и спектр., 39, 1015, 1975.
- [2] М. П. Чайка. Опт. и спектр., 30, 822, 1971.
- [3] E. B. Saloman, W. Harreg. Phys. Rev., 144, 7, 1966.
- [4] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 47, 1483, 1964.

Поступило в Редакцию 21 января 1975 г.