Наукові записки Львівського Державного Університету імені Івана Франка
Том XII Серія фізико-математична, випуск 3 1949

В. С. МІЛІЯНЧУК
доцент, кандидат фізико-математичних наук

ЕФЕКТ ЗЕЕМАНА ЛІНІЙ, ВИМУШЕНИХ НЕОДНОРІДНИМ ЕЛЕКТРИЧНИМ ПОЛЕМ

У праці подано правила відбору і визначено поляризацію компонент для ефекту Зеемана ліній, вимушених неоднорідним електричним полем. З теорії випливає, що компоненти $M \rightarrow M \pm 3$ при лонгітудінальному ефекті поляризовані по кругу, а при трансверсальному ефекті лінійно поляризовані в напрямі, перпендикулярному до напряму магнітного поля. Усі інші компоненти ($M \rightarrow M \pm 2$, $M \rightarrow M \pm 1$ і $M \rightarrow M$) як при лонгітудінальному, так і при трансверсальному ефекті частково поляризовані. Інтенсивності компонент розміщені несиметрично. Ефект Зеемана ліній, вимушених неоднорідним полем, прирівнюється до ефекту Зеемана спонтанних ліній, вимушених однорідним електричним полем та ефектом Пашена-Бака надтонкої структури.

Зроблено спробу пояснити вплив тиску на ефект Зеемана ліній ${}^2S_{\frac{1}{2}}{}^2P_{\frac{1}{2}}$ і ${}^2S_{\frac{1}{2}}{}^2S_{\frac{3}{2}}$ лужних металів. Вплив сусідніх атомів на випромінюючий атом в наближенні заступається дією неоднорідного електричного поля. Таким методом можна пояснити спостережену асиметрію інтенсивності заборонених компонент Зеемана. Висновки даної теорії цілком відповідають експериментальним результатам.

В дузі спостережено переміщення термів P натрію, яке є пропорціональне третьому степеню головного квантового числа. Таке переміщення не може бути результатом квадратного ефекту Штарка, в якому воно зростає пропорціонально сьомому степеню головного квантового числа, а може бути наслідком ефекту першого порядку. Також спостережено заборонені лінії, що відповідають переходам поміж парними і непарними термами. Прикладом таких переходів є лінії серії $2\,{}^2S - m^2F$. Такі переходи ($\Delta L = -3$) заборонені в однорідному електричному полі [1]. Аномальна зміна інтенсивності в серії і умови, в яких вони виникають, доводить, що ці лінії не відповідають спонтанним октупольним переходам, яких зрештою досі не спостережено. В спектрах ZnI, CdI і HgI спостерігається заборонену інтеркомбінаційну лінію $1\,{}^1S_0 - 2\,{}^3P_2$ з інтенсивністю великою в порівнянні з інтенсивністю лінії $1\,{}^1S_0 - 2\,{}^3P_0$. Відношення інтенсивностей обох ліній доводить, що лінія $1\,{}^1S_0 - 2\,{}^3P_2$ не виникає внаслідок впливу магнітного моменту ядра на зовнішні електрони. Ті явища доводять існування впливу неоднорідності міжатомного електричного поля, яке дає ефект першого порядку [2] і вимушує заборонені переходи між парними і непарними термами [3]. Найбільш певним способом відрізнення ліній, що відповідають різним родам промінювання, є дослідження ефекту Зеемана. Таким способом доведено існування квадруполевих і магнітних диполевих ліній. Ефект Зеемана є також найбільш переконливим методом відрізнення ліній квадруполевих від ліній, вимушених однорідним електричним полем. Можливість виникнення ліній, вимушених неоднорідним полем, робить доцільним визначення властивостей ефекту Зеемана цих ліній. Крім того, магнітне поле може також створювати умови, в яких скріплюється неоднорідність поля. Прикладом такої вторинної дії магнітного поля є вплив на виникнення лінії $1\,^1S_0 - 2\,^3P_2$ (2270) ртуті та ускладнення ефекту Зеемана лінії H_α водню у Пашена і Бака. Лінії, вимушені в неоднорідному полі, можуть збігатися із спонтанними диполевими лініями. Вторинна дія магнітного поля може в зв'язку з цим ускладнити ефект Зеемана спонтанних диполевих ліній.

Завданням цієї праці є визначення правил відбору і поляризації компонент Зеемана ліній, вимушених неоднорідним полем, та порівняння з ефектом Зеемана ліній інших типів.

§ 1. Напрям зовнішнього магнітного поля приймаємо за напрям осі z ортогональної системи координати, віднесеної до центра маси випромінюючого атома. Нехай на атом діє електростатичне поле: дане скалярним потенціалом $\Phi(x,y,z)$. В початку системи координат є,

$$\Delta\Phi = 0.$$

Розвинувши потенціал у ряд, одержуємо:

$$\Phi(x,y,z) = \Phi(0,0,0) + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)_0 - i\left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)_0\right](x+iy) + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)_0 + \right.$$

$$\left. + i\left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)_0\right](x-iy) + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_0 z + \frac{1}{8}\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}\right)_0 - \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\right)_0 - 2i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial y}\right)_0\right](x+iy)^2 +$$

$$+ \frac{1}{8}\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}\right)_0 - \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\right)_0 + 2i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial y}\right)_0\right](x-iy)^2 + \tag{1}$$

$$+ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}\right)_0\left[z^2 - \frac{1}{2}(x^2+y^2)\right] + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y\partial z}\right)_0 - i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y\partial z}\right)_0\right] z(x+iy) +$$

$$+ \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial z}\right)_0 + i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y\partial z}\right)_0\right] z(x-iy) + \ldots$$

Припустимо, що розщеплення ефекту неоднорідного поля мале в порівнянні з розщепленням Зеемана. Якщо виключити водень, то випадок цей можна вважати незвироднілим. Візьмемо до уваги перехід $k,M \to k_1,M_1$. Нехай один із станів k і k_1 буде парний, другий — непарний. Методом теорії збурень вичисляємо перше наближення властивої функції. Застосовуючи правила відбору для незбурених диполевих і квадруполевих моментів, дістаємо для окремих переходів збурені диполеві моменти:

$M \to M + 3$:

$$(x-iy)_{k,M\to k_1,M+3} = A^* \sum_{\substack{i\neq k \\ i\neq k_1}} \left\{ \frac{[(x-iy)^2]^{(0)}_{k,M\to i,M+2}}{E(k,M) - E(i,M+2)} \cdot (x-iy)^{(0)}_{i,M+2\to k_1,M+3} + \right.$$

$$\left. + (x-iy)^{(0)}_{k,M\to i,M+1} \cdot \frac{[(x-iy)^2]_{i,M+1\to k_1,M+3}}{E(k_1,M+3) - E(i,M+1)} \right\},$$

$M \to M+2$:

$$(x-iy)_{k,M\to k_1,M+2} = B^* \sum_{\substack{i\neq k\\ i\neq k_1}} \left\{ \frac{[z(x-iy)]^{(0)}_{k,M\to i,M+1}}{E(k,M)-E(i,M+1)} \cdot (x-iy)^{(0)}_{i,M+1\to k_1,M+2} + \right.$$

$$\left. + (x-iy)^{(0)}_{k,M\to i,M+1} \cdot \frac{[z(x-iy)]_{i,M+1\to k_1,M+2}}{E(k_1,M+2)-E(i,M+1)} \right\},$$

$$(z)_{k,M\to k_1,M+2} = A^* \sum_{\substack{i\neq k\\ i\neq k_1}} \left\{ \frac{[(x-iy)^2]^{(0)}_{k,M\to i,M+2}}{E(k,M)-E(i,M+2)} \cdot (z)^{(0)}_{i,M+2\to k_1,M+2} + \right.$$

$$\left. + (z)^{(0)}_{k,M\to i,M} \cdot \frac{[(x-iy)^2]^{(0)}_{i,M\to k_1,M+2}}{E(k_1,M+2)-E(i,M)} \right\},$$

$M \to M+1$:

$$(x-iy)_{k,M+k_1,M+1} = (x-iy)^{(0)}_{k,M\to k_1,M+1} + L \sum_{\substack{i\neq k\\ i\neq k_1}} \left\{ \frac{\left[z^2 - \frac{1}{2}(x^2+y^2)\right]^{(0)}_{k,M\to i,M}}{E(k,M)-E(i,M)} \times \right.$$

$$\left. \times (x-iy)^{(0)}_{i,M\to k_1,M+1} + (x-iy)^{(0)}_{k,M\to i,M+1} \frac{\left[z^2 - \frac{1}{2}(x^2+y^2)\right]^{(0)}_{i,M+1\to k_1,M+1}}{E(k_1,M+1)-E(i,M+1} \right\},$$

$$(z)_{k,M\to k_1,M+1} = B^* \sum_{\substack{i\neq k\\ i\neq k}} \left\{ \frac{[z(x-iy)]^{(0)}_{k,M\to i,M+1}}{E(k,M)-E(i,M+1)} \cdot (z)^{(0)}_{i,M+1\to k_1,M+1} + \right.$$

$$\left. + (z)^{(0)}_{k,M\to i,M} \frac{[z(x-iy)]^{(0)}_{i,M\to k_1,M+1}}{E(k_1,M+1)-E(i,M)} \right\}, \tag{3}$$

$$(x+iy)_{k,M\to k_1,M+1} = A^* \sum_{\substack{i\neq k\\ i\neq k_1}} \left\{ \frac{[(x-iy)^2]^{(0)}_{k,M\to iM+2}}{E(k,M)-E(i,M+2)} \cdot (x+iy)^{(0)}_{i,M+2\to k_1,M+1} + \right.$$

$$\left. + (x+iy)^{(0)}_{k,M\to i,M-1} \cdot \frac{[(x-iy)^2]^{(0)}_{j,M-1\to k_1,M+1}}{E(k_1,M+1)-E(i,M-1]} \right\},$$

$M \to M$:

$$(x-iy)_{k,M\to k_1,M} = B \sum_{\substack{i\neq k\\ i\neq k_1}} \left\{ \frac{[z(x+iy)]^{(0)}_{k,M\to i,M-1}}{E(k,M)-E(i,M-1)} \cdot (x-iy)^{(0)}_{i,M-1\to k_1,M} + \right.$$

$$\left. + (x-iy)^{(0)}_{k,M\to i,M+1} \cdot \frac{[z(x+iy)]^{(0)}_{i,M+1\to k_1,M}}{E(k_1,M)-E(i,M+1)} \right\},$$

$$(z)_{k,M\to k_1,M}=(z)^{(0)}_{k,M\to k_1,M}+L\sum_{\substack{i\neq k\\ i\neq k_1}}\left\{\frac{\left[z^2-\frac{1}{2}(x^2+y^2)\right]^{(0)}_{k,M\to i,M}}{E(k,M)-E(i,M)}\times\right.$$

$$\left.\times(z)^{(0)}_{i,M\to k_1,M}+(z)^{(0)}_{k,M\to i,M}\cdot\frac{\left[z^2-\frac{1}{2}(x^2+y^2)\right]_{i,M\to k_1,M}}{E(k_1,M)-E(i,M)}\right\},$$

$$(x+iy)_{k,M\to k_1,M}=B^*\sum_{\substack{i\neq k\\ i\neq k_1}}\left\{\frac{[z(x-iy)]^{(0)}_{k,M\to i,M+1}}{E(k,M)-E(i,M+1)}\cdot(x+iy)^{(0)}_{i,M+1\to k_1,M}+\right.$$

$$\left.+(x+iy)^{(0)}_{k,M\to i,M-1}\cdot\frac{[z(x-iy)]^{(0)}_{k,M-1\to k_1,M}}{E(k_1,M)-E(i,M-1)}\right\},$$

де

$$A=-\frac{1}{8}e\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}\right)_0-\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\right)_0-2i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial y}\right)_0\right],$$

$$B=-\frac{1}{2}e\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial z}\right)_0-i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y\partial z}\right)_0\right],$$

$$L=-\frac{1}{2}e\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}\right)_0.$$

$(x\pm iy)^{(0)}_{k,M\to i,M+1}$, $[(x\pm iy)^2]^{(0)}_{k,M\to i,M+2}$ і т. д. позначає незбурені диполеві і квадруполеві моменти.

Моменти є гермітовими матричними елементами. Тому легко виписати збурені моменти також для переходів $M+3\to M$, $M+2\to M$ і $M+1\to M$.

З (3) випливають правила відбору для магнітного квантового числа: $M\to M$, $M\to M\pm1$, $M\to M\pm2$, $M\to M\pm3$. Вставивши в (3) відомі незбурені квадруполеві моменти і диполеві моменти, одержуємо збурені диполеві моменти для переходів: $\Delta J=0, \pm1, \pm2, \pm3$.

Моменти $x\pm iy$ дають при лонгітудінальному ефекті компоненти, поляризовані по кругу; при трансверсальному ефекті компоненти лінійно поляризовані в напрямі, перпендикулярному до магнітного поля (σ-компоненти). Моменти z дають при трансверсальному ефекті π-компоненти; при лонгітудінальному ефекті ці компоненти випадають.
З (3) випливає, що тільки для переходів $M\to M\pm3$ одержуємо лише моменти $(x\pm iy)_{M\to M\pm3}$ з означеною поляризацією. Для всіх інших переходів дістаємо в загальному випадкові більше як один момент з різними поляризаціями. Тому компоненти $M\to M\pm3$ при лонгітудінальному ефекті поляризовані по кругу, при трансверсальному — лінійно поляризовані в напрямі, перпендикулярному до напряму магнітного поля. Компоненти $M\to M\pm2$, $M\to M\pm1$ і $M\to M$ частково поляризовані.

Коли електричне поле має осеву симетрію відносно напряму магнітного поля, тобто коли $A=-\frac{1}{8}e\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}\right)_0-\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\right)_0-2i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial y}\right)_0\right]=0$, тоді відпадають компоненти $M \to M \pm 3$. Компоненти $M \to M \pm 2$ поляризовані по кругу при лонгітудінальному ефекті і є σ-компонентами при трансверсальному ефекті. Інші компоненти частково поляризовані.

§ 2. Незбурені квадруполеві моменти, і незбурені диполеві моменти, що відповідають $M \to M - \partial$, дістаємо з незбурених моментів для переходів $M \to M + \partial$ способом заміщення в моментах, які відповідають переходам $M \to M + \partial$, M через $-M$. Наприклад для переходів $J \to J$ є:

$$[(x+iy)^2]^{(0)}_{M \to M-2} =$$

$$= -2A_{n,L,y \to n_1,L_1,y} \sqrt{(J+M)(J+M-1)(J-M+1)(J-M+2)}\,,$$

$$[(x-iy)^2]^{(0)}_{M \to M+2} =$$

$$= -2A_{n,L,y \to n_1,L_1,y} \sqrt{(J-M)(J-M-1)(J+M+1)(J+M+2)}.$$

В зв'язку з цим абсолютні значення моментів, для переходів $M \to M + \partial$ і $-M \to -\partial$ є рівні, а інтенсивності компонент, розміщених симетрично відносно нерозщепленої лінії, також рівні.

Внаслідок рівності абсолютних значень незбурених диполевих і квадруполевих моментів для переходів $M \to M + \partial$ і $-M \to -M - \partial$ в (3) чисельники для таких переходів є рівними (очевидно коли унормувати власти́ві функції так, щоб $A_{n,L,J \to n_1,L_1,J_1}$ були дійсними). Якщо прийняти „слабе" магнітне поле, тоді для аномального ефекту Зеемана маємо:

$$E(k,M) = E(k) + Mg\omega h, \tag{4}$$

де g означає коефіцієнт Ланде, ω — частоту Лармона, а h — сталу Планка. Коли M змінює знак, змінюється також значення $E(k,M)$. Через те знаменники у (3) для моментів, що відповідають переходам $M \to M + \partial$ і $-M \to -M - \partial$, є різні. Отже, інтенсивності компонент Зеемана, розміщених симетрично відносно нерозщепленої лінії, вимушеної неоднорідним полем, є різні. Різниця інтенсивностей є тим більша, чим більше є відношення $\frac{\omega h}{|E(k) - E(i)|}$, отже, чим ближче до початкового або кінцевого терму лежать забурюючі терми. Така асиметрія інтенсивностей найбільше помітна в лінії, вимушених у неоднорідному полі, коли забурюючі терми належать до того самого мультиплету, що й початковий або кінцевий терм. Несиметричного розміщення інтенсивностей треба сподіватися також у лінії, вимушених однорідним полем. Однак тоді збурюючі терми належать до різних мультиплетів і тому, звичайно, є досить віддалені. Внаслідок цього асиметрія інтенсивностей невелика, і її не спостережено. У мультиплетних ліній, вимушених в неоднорідному полі, асиметрію можна б спостерегти значно легше.

Неоднорідне поле спричинює також розщеплення термів. Переміщення компонент розщеплення в неоднорідному полі є несиметричне відносно нерозщепленої лінії. Внаслідок цього вплив неоднорідності міжмолекулярного поля може проявитися також у несиметричному розміщенні компонент Зеемана. Зрештою, внаслідок квадратного ефекту Штарка, одержимо також асиметричне переміщення.

§ 3. Лонгітудінальний ефект Зеемана ліній, вимушених неоднорідним полем, відрізняється від ефекту Зеемана спонтанних мультиполевих ліній тим, що у спонтанних ліній при лонгітудінальному ефекті виникають лише поляризовані по кругу компоненти $M \rightarrow M \pm 1$, а в ліній, вимушених у неоднорідному полі, виникають компоненти, що відповідають усім переходам $M \rightarrow M \pm 3$, $M \rightarrow M \pm 2$, $M \rightarrow M \pm 1$ і $M \rightarrow M$. З них лише компоненти $M \rightarrow M \pm 3$ поляризовані по кругу, а всі інші частково поляризовані. При трансверсальному ефекті у спонтанних ліній всі компоненти лінійно поляризовані. У ліній, вимушених у неоднорідному полі, лише компоненти $M \rightarrow M \pm 3$ лінійно поляризовані. Отже, ефект Зеемана ліній, вимушених неоднорідним полем, відрізняється від ефекту Зеемана спонтанних ліній як кількістю компонент, так і їх поляризацією та відносними інтенсивностями. Ефект Зеемана ліній, вимушених у неоднорідному полі, подібний до часткового ефекту Пашена-Бака існуванням частково поляризованих компонент, а відрізняється від нього кількістю компонент.

Різниця між ефектом Зеемана ліній, вимушених неоднорідним полем і ліній, вимушених однорідним полем, невелика. Обидва роди ліній різняться в загальному випадку: 1) кількістю компонент Зеемана; у ліній, вимушених у неоднорідному полі, виникатимуть ще компоненти $M \rightarrow M \pm 3$, 2) у ліній, вимушених в однорідному полі, компоненти $M \rightarrow M \pm 2$ мають кругову або лінійну поляризацію, а в ліній, вимушених у неоднорідному полі, таку поляризацію мають компоненти $M \rightarrow M \pm 3$. Коли неоднорідне поле є осево-симетричне з віссю симетрії, паралельною напрямові магнітного поля, тобто коли в (3) $A = 0$, тоді ефект Зеемана ліній, вимушених у неоднорідному полі, такий самий, як ефект Зеемана ліній, вимушених в однорідному полі.

Переходи, дозволені для дипольного спонтанного промінювання, є дозволеними також для промінювання, вимушеного неоднорідним електричним полем. Тому спонтанні диполеві лінії можуть збігатися з лініями, вимушеними неоднорідним полем. У магнітному полі обидва типи ефекту Зеемана накладатимуться. Це накладання ефекту Зеемана спонтанних диполевих ліній і ліній, вимушених неоднорідним електричним полем, виявиться тим, що:

а) виникнуть нові заборонені компоненти, які відповідають переходам $M \rightarrow M \pm 2$ і $M \rightarrow M \pm 3$, і заборонені компоненти $M \rightarrow M$ та $M \rightarrow M \pm 1$;

б) в зв'язку з цим поляризація компонент буде змінена;

в) інтенсивність компонент буде несиметрично розміщена, що відноситься, в першу чергу, до нових, заборонених, компонент.

У цьому випадкові при трансверсальному ефекті не буде чисто лінійної поляризації. У переходах, в яких у спонтанних ліній виникають компоненти π, виникають також σ-компоненти. Там, де нормально виникають лише σ-компоненти, при накладанні спонтанних ліній і ліній, вимушених неоднорідним полем, виникатимуть також π-компоненти.

В аномальному ефекті Зеемана асиметрія інтенсивностей буде тим більша, чим менше мультиплетне розщеплення термів. Зрештою, виникнення вимушених переходів є також тим більш ймовірне, чим менше мультиплетне розщеплення термів.

§ 4. Теорію ефекту Зеемана для надтонкої структури [4] перевірено на багатьох елементах [5] як, наприклад рубідію, цезію, бісмуті, талію, кадмію і т. д. У більшості досліджених випадків спостерігали ефект Пашена-Бака надтонкої структури, отже, властиво, надтонку структуру компонент Зеемана. Окрім надтонкої структури, виникають часто компоненти, заборонені правилами відбору для M_I. Тому інтересним є порівняння ефекту Зеемана ліній, вимушених неоднорідним полем, з ефектом Пашена-Бака надтонкої структури. Порівняння є особливо інтересне для випадку, коли вимушені лінії збігаються із спонтанними лініями. Тоді треба сподіватися також виникнення заборонених компонент.

Щоб оцінити відносну інтенсивність „заборонених“ компонент, треба написати властиві функції у першому наближенні. Для „сильного“ магнітного поля у випадку надтонкої структури перше приближення властивої функції можна написати:

$$\psi_i(L,J,I,M_J,M_J) = X_{i,M_J-1}\psi_\infty(L,J,I,M_J-1,M_I+1) + X_{i,M_J}\psi_\infty$$

$$\infty(L,J,I,M_J,M_I) + X_{i,M_{J+1}}\psi_\infty(L,J,I,M_J+1,M_J-1), \tag{4}$$

де

$$M_I + M_F = M_F$$

$$X_{M_J,M_J-1} = \frac{A(L,J)}{2g_J\omega}\cdot(J+M_J)(I-M_I),$$

$$X_{M_J,M_J+1} = -\frac{A(L,J)}{2g_J\omega}\cdot(J-M_J)\cdot(I+M_I),$$

$$X_{M_J,M_J} = \pm\frac{1}{\sqrt{(I+M_I)!(I-M_I)!(J+M_J)!(J-M_J)!}}.$$

$\psi_\infty(n,L,J,M_JM_I)$ означає властиву функцію для дуже сильного магнітного поля, $A(L,J)$ — інтервальну константу надтонкої структури стану L,J. З (4) одержуємо диполеві моменти для переходу $L,J,M_JM_i \to$ $\to J,L,M_{J'},M_{i_1}$:

$$(q)_{M_J\to M_{J_1}} = \sum_{\delta=-1}^{\delta=+1}\sum_{\varepsilon=+1}^{\varepsilon=+1} X_{M_J,M_J+\delta}\cdot X'_{M_{J_1},M_{J_1}+\varepsilon}(q)^{(\infty)}_{M_J+\delta\to M_{J_1}+\varepsilon}. \tag{5}$$

З (4) і (5) випливає, що, крім дозволених компонент $M_J\to M_J$ (π-компоненти) і $M_J\to M_J\pm 1$ (σ-компоненти), дістаємо „заборонені“ π-компоненти $M_J\to M_J\pm 2$ і $M_J\to M_J\pm 1$ та заборонені σ-компоненти $M_J\to M_J$, $M_J\to M_J\pm 2$ і $M_J\to M_J\pm 3$. Інтенсивність „заборонених“ π-компонент $M_J\to M_J\pm 1$ та σ-компонент $M_J\to M_J$ і $M_J\to M_J\pm 2$ пропорціональна величині $\left|\alpha\frac{A(L,J)}{2g_J\omega}+\beta\frac{A(L_1,J_1)}{2g_{J_1}\omega}\right|^2$, де α і β — коеффіцієнти, залежні від L,J,I,M_JM_I. Інтенсивність σ-компонент $M_J\to M_J\pm 3$ і π-компонент $M_J\to M_J\pm 3$ є порядку $\left|\frac{A(L,J)\cdot A(L_1,J_1)}{4g_J\cdot g_{J_1}\omega^2}\right|^2$, отже, звичайно, дуже мала в порівнянні з інтенсивністю інших компонент.

Поминувши надтонку структуру компонент Зеемана, вплив спіну ядра на ефект Зеемана, якщо брати до уваги кількість компонент і їх поляризацію, є такий самий, як вплив неоднорідного осево-симетричного електричного поля з віссю симетрії, паралельною магнітному полю. У загальному випадку π-компоненти $M \to M \pm 2$ і σ-компоненти $M \to M \pm 3$ в неоднорідному електричному полі можуть бути сильнішими.

Ефект Пашена-Бака надтонкої структури і вплив неоднорідного міжатомного електричного поля на ефект Зеемана відрізнятимуться відносною інтенсивністю компонент і, в першу чергу, симетрією інтенсивності. У ліній, вимушених неоднорідним полем, розклад інтенсивності компонент є несиметричний. В ефекті Пашена-Бака надтонкої структури інтенсивності компонент, які лежать симетрично відносно нерозщепленої лінії, однакові.

§ 5. Виникнення „заборонених" компонет в ефекті Зеемана лужних металів досліджував Фріш [6] і інші. Габлер [7], Ангенеттер [8] та Габлер і Томізер [9] спостерігали виникнення „заборонених" компонент Зеемана при дослідженні впливу тиску на розширення компонент Зеемана. Найбільше досліджень відноситься до цезію. У працях [7] — [9] застосовано „сильне" магнітне поле (29000 ерстедів), і тому у всіх тих випадках спостерігається ефект Пашена-Бака надтонкої структури. У такому сильному полі, як виходить з (4) і (5), повинні значно послаблюватися „заборонені" компоненти. При більшому тискові пари спостерігається асиметрія інтенсивності заборонених компонент і розширення компонент. Насувається питання, чи наслідком впливу сусідніх атомів на випромінюючий атом, крім розширення, не може бути також переломлення правил відбору для магнітного квантового числа так, щоб можна було одержати заборонені компоненти Зеемана. Коли занедбати обмінне виродження, тоді для потенціалу взаємодії двох атомів водню одержуємо деколи застосоване при обчисленні розширення ліній виразу:

$$V_1 = \frac{e^2}{d^3}(xx_1 + yy_1 - 2zz_1), \tag{6}$$

де x, y, z і x_1, y_1, z_1 — координати електронів відносно ядер обох атомів, d — віддаль ядер. Обидві системи координат мають спільну вісь z, а осі x і y паралельні. Якщо прийняти x_1, y_1, z_1 постійними, то дістаємо в тому наближенні однорідне поле, яке вимушує переходи між однорідними термами. Натомість у другому наближенні в розкладі дістаємо (29):

$$V_2 = \frac{3}{2} \cdot \frac{e^2}{d^4} \left\{ (x^2 + y^2) z_1 - (x_1^2 + y_1^2) z - (z - z_1) [2 (xx_1 + yy_1) - zz_1] \right\}. \tag{7}$$

Отже, потенціал у другому наближенні є квадратною функцією координат x, y, z і при постійних x_1, y_1, z_1 і d вимушує заборонені переходи між парними і непарними термами.

Вираз (7) при постійних x_1, y_1, z_1 можна узагальнити таким способом, що потенціал V_2 замінимо іншим наближенням у розкладі потенціалу загального неоднорідного електричного поля. Так, узагальнений потенціал взаємодії атомів застосуємо до вичислення компонент Зеемана вимушених ліній ${}^2S_{\frac{1}{2}}\,{}^2P_{\frac{1}{2}}$ і ${}^2S_{\frac{1}{2}}\,{}^2P_{\frac{3}{2}}$, і спробуємо таким способом вияснити асиметрію інтенсивностей компонент Зеемана, спостережених у спектрі вбирання лужних металів при високому тискові.

Коли в наближенні вплив сусідніх атомів на випромінюючий атом замінити неоднорідним полем, тоді між станами ${}^2S_{\frac{1}{2}}$ і ${}^2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$ можливі також вимушені переходи, які інтерферуватимуть із спонтанними переходами. Тоді зміниться поляризація та інтенсивність компонент. Щоб вичислити інтенсивності заборонених компонент припустимо, що близько коло початкового дублету немає інших збурюючих термів. Нехай кінцевий терм буде нерозщеплений. Нехай енергії початкового дублету будуть $E(n,L,J-1)$, $E(n,L,J)$, а енергія кінцевого — $E(n_1,L-1\,J-1)$. Із стану $k\equiv n,L,J-1$ до стану $i\equiv n,L,J$ є можливий квадруполевий перехід, а з обох станів k та i можливі диполеві переходи до кінцевого стану $k_1\equiv n_1,L-1,\ J-1$. Для стану k збурюючим станом є i. З відомих квадруполевих і диполевих моментів і з (3) дістаємо для переходів $J-1\rightarrow J-1$ вимушені моменти:

$$(x\pm iy)_{M\rightarrow M\pm 1}=\mp\frac{3}{4}\,e\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}\right)_0\cdot\frac{M(J\mp M)\sqrt{(J\mp M-1)(J\pm M)}}{E(k,M)-E(i,M)},$$

$$(x\pm iy)_{M\rightarrow M\pm 1}=\mp\frac{1}{8}\,e\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}\right)_0-\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\right)_0\pm\right.$$

$$\left.\pm 2i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial J}\right)_0\right]\frac{(J\pm M+1)(J\pm M+2)\sqrt{(J\mp M-1)(J\pm M)}}{E(k,M)-E(i,M\pm 2)},\qquad(8)$$

$$(z)_{M\rightarrow M\pm 1}=\pm\frac{1}{4}e\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial z}\right)_0\pm i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y\partial z}\right)_0\right]\cdot$$

$$\cdot\frac{(J\mp 2M-1)(J\pm 2M+1\sqrt{(J\mp M-1)(J\pm M)}}{E(k,M)-E(i,M\pm 1)},$$

$$(x\pm iy)_{M\rightarrow M}=\mp\frac{1}{4}\,e\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial z}\right)_0\pm i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y\partial z}\right)_0\right]\cdot$$

$$\cdot\frac{(J\mp 2M-1)(J\pm M)(J\pm M+1)}{E(k,M)-E(i,M\pm 1)},$$

$$(z)_{M\rightarrow M}=\pm\frac{1}{8}\,e\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}\right)_0\cdot\frac{M(J^2-M^2)}{E(k,M)-E(i,M)}.$$

У (8) випущено спільний коеффіцієнт та моменти, що відповідають переходам $M\rightarrow M\pm 2$ і $M\rightarrow M\pm 3$.

Для стану $i\equiv n,L,J$ збурюючим термом є $k\equiv n,L,J-1$.

Пропустивши вимушені моменти, які відповідають переходам $M\rightarrow M\pm 3$, одержуємо для переходів $J\rightarrow J-1$:

$$(x\mp iy)_{M\rightarrow M\pm 2}=-\frac{1}{4}\,e\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial z}\right)_0\pm i\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y\partial z}\right)_0\right]\cdot$$

$$\cdot \frac{(J \pm 2M + 1)\sqrt{(J \mp M)(J \mp M - 1)(J \mp M - 2)(J \pm M + 1)}}{E(J,M) - E(k, M \pm 1)},$$

$$(z)_{M \to M \pm 2} = \mp \frac{1}{8} e \left[\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}\right)_0 - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial J^2}\right)_0 \pm 2i \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y}\right)_0\right] \cdot$$

$$\cdot \frac{(M \pm 2)\sqrt{(J \mp M)(J \mp M - 1)(J \mp M - 2)(J \pm M + 1)}}{E(i,M) - E(k, M \pm 2)}, \tag{9}$$

$$(x \mp iy)_{M \to M \pm 1} = -\frac{3}{4} e \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}\right)_0 \cdot \frac{M(J \pm M)\sqrt{(J \mp M)(J \pm \partial - 1)}}{E(i,M) - E(k,M)},$$

$$(z)_{M \to M \pm 1} = -\frac{1}{4} e \left[\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z}\right)_0 \pm i \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z}\right)_0\right] \cdot$$

$$\cdot \frac{(M \pm 1)(J \pm 2M + 1)\sqrt{(J \mp M(J \pm M - 1)}}{E(i,M) - E(k, M \pm 1)},$$

$$(x \pm iy)_{M \to M \pm 1} = \mp \frac{1}{8} e \left[\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}\right)_0 - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2}\right)_0 \pm 2i \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y}\right)_0\right] \cdot$$

$$\cdot \frac{(J \pm M + 1)(J \pm M - 2)\sqrt{(J \mp M)(J \pm M - 1)}}{E(i,M) - E(k, M \pm 2)},$$

$$(x \pm iy)_{M \to M} = -\frac{1}{4} e \left[\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z}\right)_0 \pm i \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z}\right)_0\right] \cdot$$

$$\cdot \frac{(J \pm 2M + 1)(J \pm M - 1)\sqrt{J^2 - M^2}}{E(i,M) - E(k, M \pm 1)},$$

$$(z)_{M \to M} = -\frac{3}{4} e \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}\right)_0 \cdot \frac{M^2 \sqrt{J^2 - M^2}}{E(i,M) - E(k,M)}.$$

Результати обчислень інтенсивностей вимушених компонент Зеемана ліній ${}^2S_{\frac{1}{2}}\,{}^2P_{\frac{1}{2}}$ і ${}^2S_{\frac{1}{2}}\,{}^2P_{\frac{3}{2}}$, які не збігаються з дозволеними компонентами, наведено в таблиці 1-й.

${}^2S_{\frac{1}{2}}\,{}^2P_{\frac{1}{2}}$

Таблиця 1

Поляризація	Перехід $M \to M'$	$\frac{1}{2} \to -\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} \to -\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} \to \frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} \to \frac{1}{2}$
	Розщеплення в од. Лоренца	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{4}{3}$
σ			$\frac{6\lvert B\rvert^2}{(1-\delta)^2} + \frac{6\lvert B\rvert^2}{\left(1+\frac{5}{3}\delta\right)^2}$	$\frac{6\lvert B\rvert^2}{(1+\delta)^2} + \frac{6\lvert B\rvert^2}{\left(1-\frac{5}{3}\delta\right)^2}$	
π		$\frac{128\lvert B\rvert^2}{(1+\delta)^2}$			$\frac{128\lvert B\rvert^2}{(1-\delta)_2}$

$${}^2S_{\frac{1}{2}}\left({}^2P_{\frac{3}{2}}\right)$$

Поляризація	Перехід $M \to M$	$\frac{3}{2} \to -\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} \to -\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2} \to \frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} \to -\frac{1}{2}$
	Розщеплення в од. Лоренца	$\frac{9}{3}$	$\frac{5}{3}$	$\frac{3}{3}$	$\frac{1}{3}$
σ		$\frac{\mid B\mid^2}{\left(1-\frac{5}{3}\delta\right)^2}$			$\frac{3\mid B\mid^2}{(1+\delta)^2}$
π		$\frac{16\mid A\mid^2}{\left(1-\frac{7}{3}\delta\right)^2}$	$\frac{3\mid B\mid^2}{(1-\delta)^2}$	$\frac{\mid B\mid^2}{\left(1-\frac{5}{3}\delta\right)^2}$	

$${}^2S_{\frac{1}{2}}\left({}^2P_{\frac{3}{2}}\right)$$

Поляризація	Перехід $M \to M^1$	$-\frac{3}{2} \to \frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} \to \frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2} \to -\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} \to \frac{1}{2}$
	Розщеплення в од. Лоренца	$-\frac{9}{3}$	$-\frac{5}{3}$	$-\frac{3}{3}$	$-\frac{1}{3}$
σ		$\frac{\mid B\mid^2}{\left(1+\frac{5}{3}\delta\right)^2}$			$\frac{3\mid B\mid^2}{(1-\delta)^2}$
π		$\frac{16\mid A\mid^2}{\left(1+\frac{7}{3}\delta\right)^2}$	$\frac{3\mid B\mid^2}{(1+\delta)^2}$	$\frac{\mid B\mid^2}{\left(1+\frac{5}{3}\delta\right)^2}$	

В таблиці позначено:

$$|A|^2 = \frac{3e^2}{32\left[E\left({}^2P_{\frac{1}{2}}\right) - E\left({}^2P_{\frac{3}{2}}\right)\right]^2} \cdot \left\{\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}\right)_0 - \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\right)_0\right]^2 + 4\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x \partial y}\right)_0\right]^2\right\},$$

$$|B|^2 = \frac{3e^2}{32\left[E\left({}^2P_{\frac{1}{2}}\right) - E\left({}^2P_{\frac{3}{2}}\right)\right]^2} \cdot \left\{\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x \partial z}\right)_0\right]^2 + \left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y \partial z}\right)_0\right]^2\right\},$$

$$\partial = \frac{\omega h}{E\left({}^2P_{\frac{1}{2}}\right) - E\left({}^2P_{\frac{3}{2}}\right)} < 0.$$

Щоб порівняти результати обчислень, зібрані в таблиці, з ефектом Пашена-Бака надтонкої структури компонент, можна обмежитися визначенням порядку інтенсивності „заборонених“ компонент. Для цезію знайдено величини надтонкоструктурних констант [10]:

$$A\left(1^2S_{\frac{1}{2}}\right) \sim 7{,}5.10^{-2}\,см^{-1};\; A\left(2^2P_{\frac{1}{2}}\right) \sim 1{,}4.\,10^{-3}\,см^{-1};\; A\left(2^2P_{\frac{3}{2}}\right) \sim 4{,}9.10^{-4}\,см^{-1}.$$

З (4) і (5) одержуємо порядок відносної інтенсивності „заборонених“ компонент Зеемана в полі 29 000 ерстедів ($\omega \sim 1{,}4\ см^{-1}$). Для лінії $1^2S_{\frac{1}{2}} - 2^2P_{\frac{1}{2}}$ відносна інтенсивність усіх „заборонених“ компонент є — 10^{-3}. Інтенсивність усіх можливих „заборонених“ σ-компонент ($\Delta M = 0, \pm 2$) і π-компонент $\pm\frac{1}{2} \to \mp\frac{1}{2}$ лінії $1^1S_{\frac{1}{2}} - 2^2P_{\frac{3}{2}}$ є 10^3, π-компонент $\pm\frac{3}{2} \to \mp\frac{1}{2}$ коло 10^8, а π-компонент $\pm\frac{3}{2} \to \mp\frac{1}{2}$ ($\Delta M = \pm 2$) 10^{13} разів менше, ніж інтенсивності „дозволених“ компонент. Таким чином, характерним для ефекту Пашена-Бака цих ліній є: 1) брак π-компонент $\pm\frac{3}{3}$ і $\pm\frac{9}{3}$ та 2) симетрія в інтенсивності компонент.

§ 6. Коли прийняти осево-симетричне неоднорідне електричне поле $\left[\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}\right)_0 - \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\right)_0 = \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x \partial y}\right)_0 = 0\right]$, тоді кількість заборонених компонент у таблиці відповідає результатам Габлера для цезію. Якщо візьмемо ще до уваги, що $E(^2P_{\frac{1}{2}}) - E(^2P_{\frac{3}{2}}) < 0$ і $\delta < 0$, тоді з таблиці випливають такі висновки відносно інтенсивностей компонент. У лінії $^2S_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{1}{2}}$ коротші π-і σ-компоненти сильніші, переміщені в сторону довших хвиль слабші. Коротші заборонені π-компоненти лінії $^2S_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{3}{2}}$ слабші, довші π-компоненти сильніші. Для σ-компонент лінії $^1S_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{3}{2}}$ правило про інтенсивності дещо складніше. З таблиці видно, що коротші зовнішні σ-компоненти $\left(+\frac{9}{3}\right)$ мають меншу інтенсивність, ніж довші зовнішні $\left(-\frac{9}{3}\right)$. З внутрішніх заборонених σ-компонент коротші $\left(+\frac{1}{3}\right)$ сильніші, довші $\left(-\frac{1}{3}\right)$ — слабші. Ці висновки порівняємо з результатами експериментів.

У цезію π-компоненти $\pm\frac{3}{2}\left(\pm\frac{3}{2} \to \pm\frac{1}{2}\right)$ виникають при тискові коло 5 *мм.* ртуті. Разом з тим при вищому тискові починається асиметрія інтенсивності. Ангенеттер підкреслює, що згідно з мікрофотограмами відношення інтенсивності коротших зовнішніх σ-компонент до інтенсивності довших менше, ніж 1; для внутрішніх σ-компонент, навпаки, відношення інтенсивності коротших компонент до інтенсивності довших компонент більше, ніж 1. Отже, для компонент σ-лінії $^2S_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{3}{2}}$ існує повна згідність між результатами експерименту і поданими вище висновками з теорії. З мікрофотограмів видно, що така згідність між теорією та експериментом існує також для інших компонент π і σ обох ліній.

З роботи Габлера і Томізера [9] видно, що при високому тискові існує асиметрія інтенсивності заборонених компонент також у відповідних ліній натрію, калію і рубідію. Наскільки можна судити по фотознімках, величина асиметрії зростає в порядку Rb, K, Na. Це є згідне з таблицею, де при тому самому магнітному полі $|\delta|$ зростає в такому самому порядку.

У всіх тих випадках (Na, K, Rb) спостерігається також π-компоненти $\pm\frac{3}{2}\rightarrow\pm\frac{1}{2}\left(\pm\frac{3}{3}\right)$, інтенсивність яких — як виходить з фотознімків — є того самого порядку, що інтенсивність π-компонент $\pm\frac{1}{2}\rightarrow\mp\frac{1}{2}\left(\pm\frac{5}{3}\right)$. Інтенсивність π-компонент $\pm\frac{3}{2}\rightarrow\mp\frac{1}{2}$ для випадку ефекту Пашена-Бака надтонкої структури — як оцінено вище — повинна бути у всіх випадках 10^4 — 10^5 разів менша як інтенсивність π-компонент $\pm\frac{1}{2}\rightarrow\mp\frac{1}{2}$. Натомість наше припущення дає відношення інтенсивностей тих компонент приблизно 1:3. Цей результат також згідний з експериментом. У Фріша [6] при низькому тискові немає „заборонених" компонент $\pm\frac{3}{2}\rightarrow\pm\frac{1}{2}$ і непомітна асиметрія інтенсивності.

У натрію і калію при тискові коло 1 *мм* ртуті не спостерігається σ-компонент $\pm\frac{3}{2}\rightarrow\mp\frac{1}{2}\left(\pm\frac{9}{3}\right)$. Як з таблиці, так і з оцінки на основі теорії ефекту Пашена-Бака надтонкої структури випливає, що інтенсивність тієї компоненти повинна бути того самого порядку, що інших компонент, які спостерігається в тих самих умовах. Коли припустити одночасне існування двох родів промінювання — вимушеного неоднорідним зовнішнім полем та випромінювання внаслідок взаємодії магнітного моменту ядра і електронів — тоді додаються не інтенсивності, а диполеві моменти, що доводить до інтерференції обох родів промінювання. Тому існує можливість, що при одночасному існуванні двох родів промінювання деякі лінії значно послабляться або зовсім знищаться. Цим можна виправдати невиникнення компонент, які згідно з обома теоріями повинні появитися і які в інших умовах появляються, наприклад, у Фріша.

Згідність між висновками поданої теорії і результатами експерименту доводить, що вплив сусідніх атомів, внаслідок якого дістаємо розширення ліній, в другому наближенні може дати переломлення правил відбору і вимусити заборонені переходи. Такий вплив повинен проявитися також у зміні відносних інтенсивностей ліній того самого мультиплету.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. Міліянчук. — Acta Phys. Polon, 3, 123, 1934.
2. В. С. Міліянчук. — Наукові записки ЛДУ (в друку).
3. В. С. Милиянчук. — ДАН, 59, 671, 1948.
4. S. Goudsmit und R. F. Bacher. — Z. f. Phys., 66, 13, 1930.
5. С. Э. Фриш. — Спектроскопическое определение ядерных моментов. Л. М. 1948,
6. С. Э. Фриш и Ф. М. Герасимов. — ЖЭТФ, 8, 267, 1938; Journ. of. Phys., 7. 202 (1943).
7. F. Gabler. — Z. f. Phys., 116, 495, 1940.
8. H. Angenetter. — Naturwiss., 28, 459, 1940.
9. F. Gabler und J. Tomiser. Naturwiss., 30, 281 (1942).
10. D. A. Jackson. — Proc. Roy. Soc., London (A), 147, 500 (1938).

В. С. Милиянчук

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА ЛИНИЙ, ВЫНУЖДЕННЫХ В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В работе даны правила отбора и определена поляризация компонент для эффекта Зеемана линий, вынужденных неоднородным электрическим полем. Согласно теории компоненты $M \rightarrow M \pm 3$ при продольном эффекте поляризованы по кругу, а при поперечном эффекте поляризованы линейно в направлении, перпендикулярном к направлению магнитного поля. Все другие компоненты ($M \rightarrow M \pm 2$, $M \rightarrow M \pm 1$, $M \rightarrow M$) как в продольном, так и в поперечном эффекте поляризованы частично. Интенсивности компонент Зеемана размещены несимметрично. Эффект Зеемана линий, вынужденных в неоднородном поле, сравнен с эффектом Зеемана спонтанных линий, вынужденных однородным электрическим полем, и с эффектом Пашена-Бака сверхтонкой структуры.

Дана попытка объяснить влияние давления на эффект Зеемана линий ${}^2S_{1/2}\,{}^2P_{\frac{3}{2}}$ и ${}^2S_{1/2}\,{}^2P_{\frac{1}{2}}$ щелочных металлов. Влияние соседних атомов на излучающий атом во втором приближении можно заменить влиянием неоднородного электрического поля. Этим методом можно объяснить наблюдаемую асимметрию интенсивностей запрещенных компонент Зеемана. Согласие выводов приведенной теории с результатами эксперимента полное.