ELEKTRON V ZUNANJEM POLJU $\vec{E}_0$, $\vec{B}_0$

$$\hat{H} = \frac{(\vec{p}+e_0\vec{A})}{2m} + U(\vec{r}) - \vec{\mu}\cdot\vec{B}_0$$

$$U(\vec{r}) = -e_0 V(\vec{r}) = -\frac{Ze_0^2}{4\pi\varepsilon_0 r} - e_0\vec{E}_0\cdot\vec{r}$$ ... POTENCIALNA ENERGIJA

$$\vec{A}(\vec{r}) = \vec{B}_0\times\frac{\vec{r}}{2} = \left(-\frac{B_0 y}{2}, \frac{B_0 x}{2}, 0\right) \qquad \underset{\uparrow}{\nabla\times\vec{A}} = \vec{B}_0 = (0, 0, B_0)$$

VEKTORSKI POTENCIAL

$$-\vec{\mu}\cdot\vec{B}_0 = \underset{\substack{\uparrow\\ 2.0023193\ldots\,\approx\, 2}}{g_s}\mu_B\vec{s}\cdot\vec{B}_0 \qquad \vec{\mu} = -\mu_B g_s\vec{s} \qquad \mu_B = \frac{e_0\hbar}{2m}$$ ... BOHROV MAGNETON

$$:\ \hat{H} = \frac{p^2}{2m} - \frac{Ze_0^2}{4\pi\varepsilon_0 r} - e_0\vec{E}_0\cdot\vec{r} + \frac{e_0}{4m}\left(\vec{p}\cdot(\vec{B}_0\times\vec{r}) + (\vec{B}_0\times\vec{r})\cdot\vec{p}\right) + \frac{e_0^2B_0^2}{8m}(x^2+y^2) + g_s\mu_B\vec{s}\cdot\vec{B}_0$$

$$\vec{L} = \vec{r}\times\vec{p}$$

$$:\ \hat{H} = \frac{p^2}{2m} - \frac{Ze_0^2}{4\pi\varepsilon_0 r} - e_0\vec{E}\cdot\vec{r} + \frac{e_0}{2m}\vec{B}_0\cdot\vec{L} + \frac{e_0^2B_0^2}{8m}(x^2+y^2) + g_s\mu_B\vec{s}\cdot\vec{B}_0$$

INTERAKCIJA Z ZUNANJIM POLJEM ODPRAVI $(2L+1)(2S+1)$ DEGENERACIJO MULTIPLETA ${}^{2S+1}L$

$$:\ \text{a.u.}\quad \hat{H} = \underbrace{-\frac{\nabla^2}{2} - \frac{Z}{r}}_{\substack{\text{L in S sta}\\ \text{dobri kv. št}}} - \underbrace{\vec{E}_0\cdot\vec{r}}_{\substack{\text{STARKOV}\\ \text{RAZCEP}\\ \text{sklaplja L}\\ \text{in ohranja S}}} + \underbrace{\frac{1}{2}\vec{B}_0\cdot\vec{L}} + \underbrace{\frac{B_0^2}{8}(x^2+y^2)}_{\substack{\text{KVADRATNI}\\ \text{ZEEMANOV}\\ \text{RAZCEP}}} + \underbrace{\frac{g_s}{2}\vec{s}\cdot\vec{B}_0}$$

linearni Zeemanov razcep zaradi orbitalne in spinske vrtilne količine e^-

RAZCEP DOBIMO S TEORIJO PERTURBACIJE.

! ČE ŽELIMO NATANČEN RAČUN, JE TREBA VKLJUČITI V OBRAVNAVO TUDI "NOTRANJE" MAGNETNO POLJE — FINA STRUKTURA !

ATOM V ZUNANJEM POLJU : MAGNETNO POLJE

a.) ŠIBKO MAGNETNO POLJE – ZEEMANOV EFEKT (1896! OPAZI RAZCEP SPEKTRALNIH ČRT V HOMOGENEM MAGNETNEM POLJU)

- NORMALNI ($S=0, \rightarrow L=J$), polne podlupine
- ANOMALNI Z. EFEKT ($S\neq 0$), liho število e^-

$$\hat{H}_{MAG} = -\vec{\mu}\cdot\vec{B} \quad , \mu = -\mu_B\,(\vec{L} + g_s\vec{S})$$

ODPRAVA DEGENERACIJE, ENERGIJA ODVISNA OD M. PROSTOR NI VEČ IZOTROPEN IN J NI VEČ KONSTANTA GIBANJA.

$$\hat{H}_{at}\,|\gamma LSJM\rangle = E_{\gamma LSJ}\,|\gamma LSJM\rangle \xrightarrow{B} (\hat{H}_{at} + \hat{H}_{MAG})|\gamma LSJM\rangle = E_{\gamma LSJM}|\gamma LSJM\rangle$$

$$\Delta E_M = E_{LSJM} - E_{LSJ} = \langle \gamma LSJM|\hat{H}_{MAG}|\gamma LSJM\rangle = \mu_B \langle \gamma LSJM|\underbrace{\vec{L} + g_s\vec{S}}_{\vec{J} + (g_s-1)\vec{S}}|\gamma LSJM\rangle\cdot\vec{B}$$

POSTAVIMO OS Z VZDOLŽ $\vec{B}$:

DIAG.

$$\Delta E_M = \mu_B B \langle \gamma LSJM|\hat{J}_z + (g_s-1)\hat{S}_z|\gamma LSJM\rangle$$

$$= \mu_B B \Big(M + (g_s-1)(-1)^{J-M}\begin{pmatrix} J & 1 & J \\ -M & 0 & M\end{pmatrix}\underbrace{\langle \gamma LSJ\|S\|\gamma LSJ\rangle}_{\text{REDUKCIJA}}\Big) \quad \text{W-E,}$$

$$= \mu_B B \Big(M + (g_s-1)(-1)^{J-M}\begin{pmatrix} J & 1 & J \\ -M & 0 & M\end{pmatrix}(-1)^{L+S+J+1}[J]\begin{Bmatrix} J & 1 & J \\ S & L & S\end{Bmatrix}\langle \gamma S\|S\|\gamma S\rangle\Big) \rightarrow \sqrt{S(S+1)[S]}$$

$$= \mu_B B \Big(M - (g_s-1)(-1)^{L+S+M}[J]\sqrt{S(S+1)(2S+1)}\begin{pmatrix} J & 1 & J \\ -M & 0 & M\end{pmatrix}\begin{Bmatrix} J & 1 & J \\ S & L & S\end{Bmatrix}\Big)$$

IZVEN DIAG.

$$\langle \gamma' L' S' J' M'|\hat{H}_{MAG}|\gamma LSJM\rangle = \mu_B B\Big(M\delta_{\gamma' L' S' J' M', \gamma LSJM} - \delta_{\gamma' L' S' M', \gamma LSM}(g_s-1)(-1)^{L+S+M} \times \sqrt{[J,J']}\sqrt{S(S+1)[S]}\begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M\end{pmatrix}\begin{Bmatrix} J' & 1 & J \\ S & L & S\end{Bmatrix}$$

IZBIRNA PRAVILA:
$\Delta J = 0, \pm 1$; $J' = J = 0$ SKLOPITEV NI DOVOLJENA

DIAGONALNE MATRIČNE ELEMENTE LAHKO IZRAČUNAMO ANALITIČNO:

$$\Delta E_M = \mu_B B M \boxed{g_{LSJ}} \longleftarrow \text{Landejev } g \text{ faktor}$$

$$g_{LSJ} = 1 + \underbrace{(g_s - 1)}_{\approx 1} \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

NEKAJ POSEBNIH VREDNOSTI:

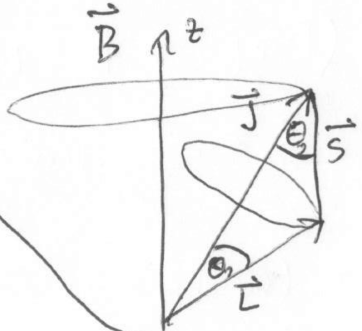
- NORMALNI ZEEMANOV EFEKT: $S=0$, $J=L$, $M=M_L \rightarrow g_{L0L} = 1$, $\Delta E_{M_L} = \mu_B B M_L$
- ZA S MULTIPLETE $(L=0) \rightarrow M = M_S$, $g_{0SS} = g_s \approx 2$ $\quad \Delta E_{M_S} = \mu_B g_s B M_S$
- ZA $L=S$ MULTIPLETE (^3P, ^5D, ^7F, itd) $\rightarrow g_{LSJ} = \dfrac{g_s+1}{2} \approx 1{,}5$ za vse J $\quad \Delta E_M = \mu_B \left(\dfrac{g_s+1}{2}\right) B M$
- ZA OSTALE KOMBINACIJE SO NA VOLJO TABELE ALI NEPOSREDEN IZRAČUN (GLEJ ZG.)

KADAR JE $\hat{H}_{MAG}$ PRIMERLJIV Z OPERATORJEM FINE STRUKTURE (INTERAKCIJA SPIN-TIR ZARADI INTERNEGA MAGNETNEGA POLJA) JE POTREBNO DIAGONALIZIRATI MATRIKO $\hat{H}_{MAG} + \hat{H}_{FS}$ V BAZI FUNKCIJ $|\gamma LSJM\rangle$. OD NIČ RAZLIČNI IZVENDIAGONALNI ELEMENTI SE LAHKO LOČIJO LE PO VREDNOSTI J (GLEJ IZBIRNA PRAVILA).

STRIKTNO GLEDANO, J NI VEČ KONSTANTA GIBANJA V MAGNETNEM POLJU, JE PA NJENA PROJEKCIJA M NA SMER POLJA. KLASIČNO GLEDANO, ZUNANJE MAGNETNO POLJE POVZROČA NAVOR NA MAGNETNI MOMENT ELEKTRONA, KI POVZROČI, DA J PRECESIRA OKROG NJEGOVE SMERI Z LARMORJEVO FREKVENCO $\omega_L = \dfrac{eB}{2m}$

VEKTORSKI MODEL

$\mu_B B << \xi \vec{L}\cdot\vec{S}$, ŠIBKO MAGNETNO POLJE, $\vec{J}$ PRECESIRA OKROG $\vec{B}$ DOSTI POČASNEJE KOT $\vec{L}$ IN $\vec{S}$ OKROG $\vec{J}$



$$\Delta E = (L_z + g_s S_z)\mu_B B$$

$$\vec{\mu} = -\left\langle |\vec{L}|\cos\theta_1 \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|} + g_s |\vec{S}|\cos\theta_2 \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|} \right\rangle \mu_B$$

$$\left.\begin{aligned} \vec{L}\cdot\vec{J} &= |\vec{L}||\vec{J}|\cos\theta_1 \\ \vec{S}\cdot\vec{J} &= |\vec{S}||\vec{J}|\cos\theta_2 \end{aligned}\right\} \vec{\mu} = -\left\langle \frac{\vec{L}\cdot\vec{J}}{|\vec{J}|^2} + g_s \frac{\vec{S}\cdot\vec{J}}{|\vec{J}|} \right\rangle \mu_B \vec{J}$$

$$\vec{L}\cdot\vec{J} = \frac{1}{2}\left(\vec{J}\vec{J} + \vec{L}\cdot\vec{L} - \vec{S}\cdot\vec{S}\right)$$

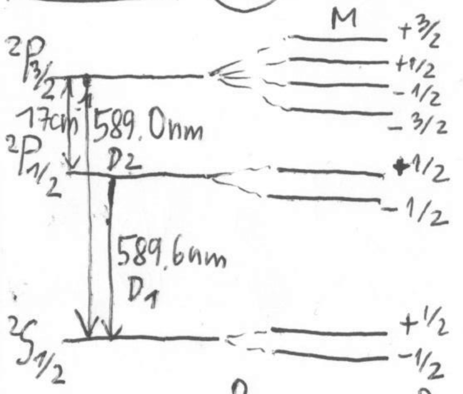
$$\frac{\langle \vec{L}\cdot\vec{J}\rangle}{|\vec{J}^2|} = \frac{J(J+1)+L(L+1)-S(S+1)}{2J(J+1)}$$

$$\frac{\langle \vec{S}\cdot\vec{J}\rangle}{|\vec{J}^2|} = \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}$$

$$\vec{\mu}_B = \underbrace{\left[1 + (g_s - 1)\frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}\right]}_{g_{LSJ}} \mu_B \cdot \vec{J}$$

$$\Delta E = g_{LSJ}\mu_B B M$$

PRIMER: Na ATOM



$^{2S+1}L_J$	g_{LSJ}
$^2P_{3/2}$	$4/3$
$^2P_{1/2}$	$2/3$
$^2S_{1/2}$	2

KATERE ČRTE VIDIMO JE ODVISNO OD SMERI GLEDANJA!

$\Delta M = 0$ prepovedani,

$\Delta M = \pm 1$ PREHODI DAJO CIRKULARNO POLARIZ. SVET.

$\Delta M = 0$ LINEARNO POLARIZ. VZDOLŽ $\vec{B}$

$\Delta M = \pm 1$ LIN. POL. ⊥ NA $\vec{B}$.

b.) MOČNO MAGNETNO POLJE (PASHEN-BACKOV EFEKT)

$\mu_B B >> \Delta E_{so}$; ZUNANJE MAG. POLJE JE MOČNEJŠE OD NOTRANJEGA

$$\rightarrow B >> \frac{\Delta E_{so}}{\mu_B} \approx 2\alpha^2 \approx 10^{-4}$$

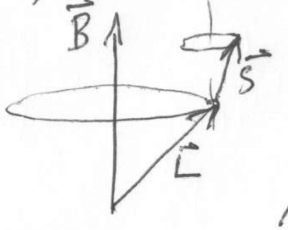
$$B(a.u) = \frac{13.6eV}{9.27\cdot 10^{-24} J/T} = \underline{\underline{2.35\cdot 10^5 T}}$$

VODIK $B \gtrsim 10T$

ZA Na: (3p → 3s) $\frac{\Delta E_{so}}{\mu_B} = \frac{17 cm^{-1}}{9.27\cdot 10^{-24} J/T} = 36T$

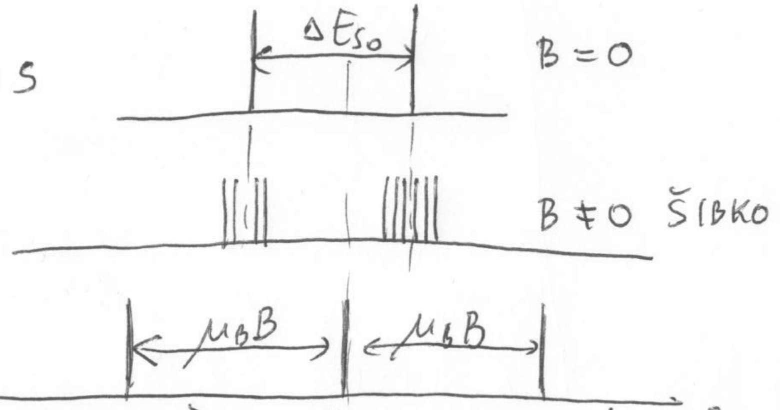
ZA Li: (2p → 2s) $\frac{0'3 cm^{-1}}{9.27\cdot 10^{-24} J/T} = 0'6T$

$$\Delta E = -\vec{\mu}_z \cdot \vec{B} = (M_L + g_s M_s)\mu_B B$$



Dipolni radiativni prehodi niso možni med stanji z različnimi $M_S \rightarrow \Delta M_s = 0$

PREHODI P → S



POTREBNO JE UPOŠTEVATI ŠE HIPERFINO ($\sim 10^{-2} cm^{-1}$) INTERAKCIJO. REŽIM ŠIBKEGA POLJA VELJA RES LE KO JE MAGNETNO POLJE ZELO ŠIBKO. PRI Na $D_1 \rightarrow$ 4 ČRTE & $D_2 \rightarrow$ 6 ČRT NA RAČUN HIPERFINE INTERAKCIJE ZARADI VRTILNE KOLIČINE JEDRA $\underset{3/2}{\vec{I}} + \vec{J} = \vec{F}$.

KO JE POLJE MOČNO, JE TREBA V $\hat{H}_{MAG}$ UPOŠTEVATI ŠE DIAMAGNETNI PRISPEVEK, KI $\propto B^2$! V MOČNEM POLJE HITRA PRECESIJA ELEKTRONOV OKROG $\vec{B}$ INDUCIRA ELEKTRIČNI TOK IN S TEM DODATNI MAGNETNI MOMENT ELEKTRONOV

$$I = \frac{e_0 Z}{t_0} \qquad t_0 = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{\omega_L}$$

$$\mu = I\cdot S = \frac{e_0 Z \omega_L \pi \langle \rho^2 \rangle}{2\pi} = \frac{e_0^2 Z B}{4m}\langle x^2 + y^2 \rangle$$

$$E_{DIA} = \frac{e_0^2 Z B^2}{4m}\langle x^2 + y^2 \rangle$$

ATOM V STATIČNEM ELEKTRICNEM POLJU – STARKOV EFEKT

$$\hat{H}_E = -\vec{P}\cdot\vec{F} = \vec{F}\cdot\boxed{\sum_i e_0 \vec{r}_i}$$ električni dipolni moment atoma

$$\frac{e_0}{4\pi\varepsilon_0 a_0^2} = 5.14\cdot 10^{11}\frac{V}{m} = 1.\ a.u.$$ tipična vrednost "notranjega" el. polja

MATRIČNI ELEMENTI ($\vec{F} \parallel z$-os)

$$\langle \gamma' J' M' | \hat{H}_E | \gamma J M \rangle = -F(-1)^{J-M}\begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M' & 0 & M \end{pmatrix}\langle \gamma' J' \| P \| \gamma J \rangle$$

DIPOLNI OPERATOR $\vec{P}$ NI ODVISEN OD SPINA S, ZATO JE REDUCIRAN MATRIČNI ELEMENT NAJLAŽJE IZRAČUNATI V BAZI LSJ:

$$\langle \gamma' L' S' J' \| P \| \gamma L S J \rangle = \delta_{SS'}(-1)^{L'+S'+J+1}\sqrt{[J',J]}\begin{Bmatrix} L' & S & J' \\ J & 1 & L \end{Bmatrix}\langle \gamma' L' S' \| P \| \gamma L S \rangle$$

IZBIRNA PRAVILA ZA MATRIČNE ELEMENTE:

$\Delta S = 0 \quad \Delta L = L - L' = 0, \pm 1$, $L = L' = 0$ NI "DOVOLJEN"

VODIKOV ATOM:

$$\langle n l s j \| \vec{r} \| n' l' s' j' \rangle = (-1)^{l+j'+3/2}\sqrt{[j,j']}\begin{Bmatrix} l & s & j \\ j' & 1 & l' \end{Bmatrix}\langle n l \| r \| n' l' \rangle$$

$$\langle n l \| r \| n' l' \rangle = \langle l \| C^1 \| l' \rangle \int_0^\infty P_{nl}(r)\, r\, P_{n'l'}(r)\, dr = (-1)^l\sqrt{[l,l']}\begin{pmatrix} l & 1 & l' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}\int_0^\infty P_{nl}\, r\, P_{n'l'}\, dr$$

LS-SKLOPLJENE VEČELEKTRONSKE FUNKCIJE:

$$\langle\{[(\ldots\alpha_1 L_1, l_2)L(\ldots S_1 s_2)S]J\}\|\sum_i \vec{r}_i\|\{[(\ldots\alpha_1' L_1', l_2')L'(\ldots S_1' s_2)S']J'\}\rangle$$

$$= \langle[(\ldots\alpha_1 L_1, l_2)L(\ldots S_1 s_2)S]J\|\vec{r}_n\|[(\ldots\alpha_1 L_1', l_2')L'(\ldots S_1' s_2)S']J'\rangle$$

$$= \delta_{S_1 S_1'}\delta_{SS'}(-1)^{L+S+J'+1}\sqrt{[J,J']}\begin{Bmatrix} L & S & J \\ J' & 1 & L' \end{Bmatrix}\langle(\ldots\alpha_1 L_1, l_2)L\|\vec{r}_n\|(\ldots\alpha_1' L_1', l_2')L'\rangle$$

$$= \delta_{\alpha_1 L_1 S_1, \alpha_1' L_1' S_1'}\delta_{SS'}(-1)^{S+J'+L_1+l_2'}\sqrt{[J,J',L,L']}\begin{Bmatrix} L & S & J \\ J' & 1 & L' \end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} L_1 & l_2 & L \\ 1 & L' & l_2' \end{Bmatrix}\langle n_2 l_2\|r\|n_2' l_2'\rangle$$

MATRIČNI ELEMENTI $\hat{H}_E$ SO OD NIČ RAZLIČNI LE MED STANJI Z RAZLIČNO PARNOSTJO: DIAGONALNI MATRIČNI ELEMENTI SO TOREJ NIČ. J IN Π NISTA VEČ DOBRI KVANTNI ŠTEVILI. KO SO (IZVENDIAGONALNI!) MATRIČNI ELEMENTI $\langle JM|\hat{H}_{ATOM} + \hat{H}_E|J'M'\rangle$ DOSTI MANJŠI KOT (DIAGONALNI!) MATRIČNI ELEMENTI $\langle JM|\hat{H}_{AT}|JM\rangle$ LAHKO ENERGIJSKE PREMIKE IZRAČUNAMO PERTURBATIVNO. 1. RED PERTURBACIJE NE DA PREMIKA, KER SE NE SPREMENI PARNOST:

$$\Delta E^{(1)}_{\gamma JM} \propto \langle JM|\hat{H}_E|JM\rangle = 0$$

POPRAVKE JE TREBA IZRAČUNATI Z <u>DRUGIM REDOM PERTURBACIJE</u>:

$$\Delta E^{(2)}_{\gamma JM} = F^2\sum_{\gamma' J' M'}\begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M' \end{pmatrix}^2\frac{\langle\gamma J\|\vec{P}\|\gamma' J'\rangle^2}{E_{\gamma J} - E_{\gamma' J'}}$$

<u>KVADRATNI STARKOV EFEKT</u>

$\Delta E_{\gamma JM} = \Delta E_{\gamma J -M}$ .. PREMIK NI ODVISEN OD PREDZNAKA M

(drugače kot pri Zeemanu, tu degeneracija ni popolnoma odpravljena)

POLARIZABILNOST ATOMA:

$$\vec{P} = \boxed{\alpha_d}\vec{F} \quad , \quad \Delta E = -\int_0^F \vec{P}\cdot d\vec{F} = -\frac{\alpha_d}{2}F^2$$

... DIPOLNI ELEKTRIČNI MOMENT JE SORAZMEREN S POLJEM.

$$\alpha_d = 2\sum_{\gamma'J'M'} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \frac{\langle \gamma J \| \sum_i \vec{r}_i \| \gamma' J' \rangle^2}{E_{\gamma J} - E_{\gamma' J'}} \leftarrow \text{lastnost atoma}$$

KO POLJE NARAŠČA, PRIDE DO NASIČENJA IN $\vec{P}$ NI VEČ ODVISEN OF $\vec{F}$. ENERGIJSKI RAZCEP TEDAJ LINEARNO NARAŠČA Z JAKOSTJO POLJA, KER JE STANJA Z NASPROTNO PARNOSTJO POLJE ŽE MAKSIMALNO PREMEŠALO. KO SE VKLJUČUJEJO V MEŠANICO ŠE DRUGA STANJA, POSTANE ODVISNOST RAZCEPA OD $\vec{F}$ ŠE BOLJ KOMPLEKSNA. TEDAJ JE V BISTVU TREBA ZA VSAKO JAKOST POLJA DIAGONALIZIRAT CELO MATRIKO $\langle JM | \hat{H}_{ATOM} + \hat{H}_E | J'M' \rangle$, DA DOBIMO PRAVA STANJA IN ENERGIJE ATOMA V ZUNANJEM POLJU.

<u>PRIMER:</u> Starkov razcep v Na.

$$\boxed{\Delta E_{3s}} \approx -F^2 \frac{|\langle \psi_{3s} | \hat{z} | \psi_{3p} \rangle|^2}{E_{3p} - E_{3s}} \qquad \sim 0.18\,\text{nm}$$

$$E_{3p} - E_{3s} \leftarrow 2.1\,\text{eV}$$

$$\rightarrow \alpha_d(3s) \approx 3{,}2 \cdot 10^{-20} \frac{(\text{eV})\,\text{m}^2}{\text{V}^2}$$

$$F = 2{,}5 \cdot 10^7 \frac{\text{V}}{\text{m}} \rightarrow \Delta E_{3s} \approx -10^{-5}\,\text{eV}$$

$$(-0.08\,\text{cm}^{-1})$$

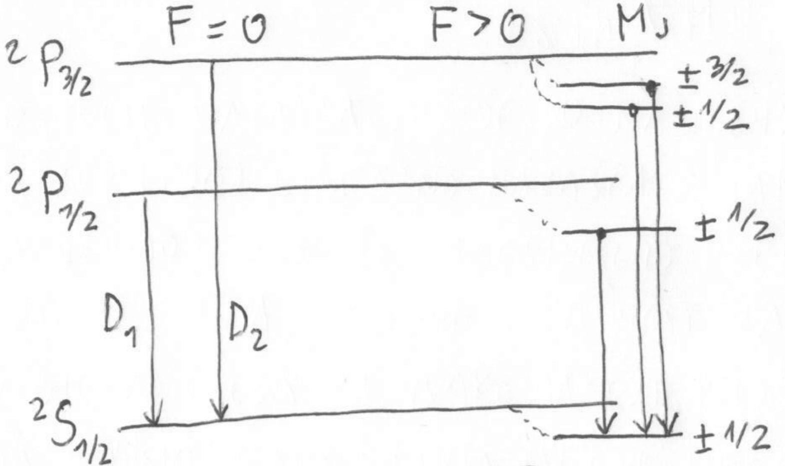
$$(\text{exp}: -0.6 \cdot 10^{-5}\,\text{eV})$$

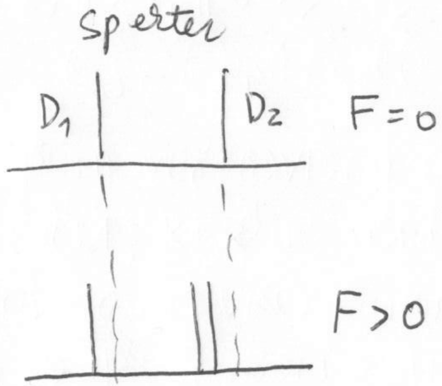
KDAJ SE 2. RED PERTURBACIJE SESUJE?
KO JE POLJE TAKO VELIKO, DA JE PREMIK PRIMERLJIV Z ENERGIJSKO RAZLIKO MED NIVOJEMA:

$$\Delta E \sim E_{3p} - E_{3s} = F_{MAX}^2 \alpha_d \rightarrow F_{MAX} \approx \frac{\sqrt{E_{3p} - E_{3s}}}{\sqrt{\alpha_d}} \approx 10^{10} \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

$$\boxed{\Delta E_{3p}} = F^2\left(\frac{|\langle 3p|z|3s\rangle|^2}{\underset{\overset{\uparrow}{2{,}1\,\mathrm{eV}}}{E_{3p}-E_{3s}}} + \frac{|\langle 3p|z|3d\rangle|^2}{\underset{\overset{\uparrow}{-1.5\,\mathrm{eV}}}{E_{3p}-E_{3d}}} + \frac{|\langle 3p|z|4s\rangle|^2}{\underset{\overset{\uparrow}{-1.1\,\mathrm{eV}}}{E_{3p}-E_{4s}}} + \ldots\right)$$

VZBUJENO STANJE





Za vzbujena stanja lahko nivoji z različnimi parnostmi ležijo blizu skupaj. Tedaj 2. RED perturbacije ODPOVE pri bistveno nižjih jakostih polja: POTREBNA JE DIAGONALIZACIJA MATRIKE $\hat{H}_{ATOM} + \hat{H}_E$ V DOVOLJ VELIKI BAZI STANJ.

V VODIKU JE STARKOV EFEKT IZJEMOMA LINEAREN ZARADI DEGENERACIJE STANJ Z RAZLIČNIMI PARNOSTMI.

DIAGONALIZACIJA STANJ V ISTI LUPINI:

$n = 1$ 1s .. eno samo stanje, nedegenerirano → majhen kvadratni Starkov premik

$n = 2$ 2s, 2p $\underset{(m=0)}{2s}\ \underset{(m=0,\pm1)}{2p}$ $\quad \Psi_{n=2} = \sum_{i=1}^{4} c_i \Psi_i \quad i = \{n\,l\,m\}$

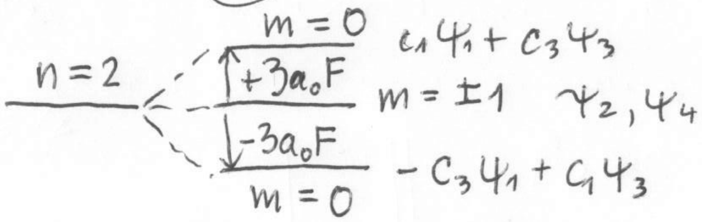
$\Psi_1 \equiv \Psi_{200},\ \Psi_2 = \Psi_{21-1},\ \Psi_3 = \Psi_{210},\ \Psi_4 = \Psi_{211}$

$$\Delta E = \langle \psi_{n=2} | F z | \psi_{n=2} \rangle = F \sum_{ij} c_i c_j \langle \psi_i | z | \psi_j \rangle$$ .. premik je linearno odvisen od jakosti polja F.

Ker se mora ohranjati m (os $z \parallel \vec{F}$) in hkrati spremeniti parnost, je edini od nič različen izvendiagonalni matrični element

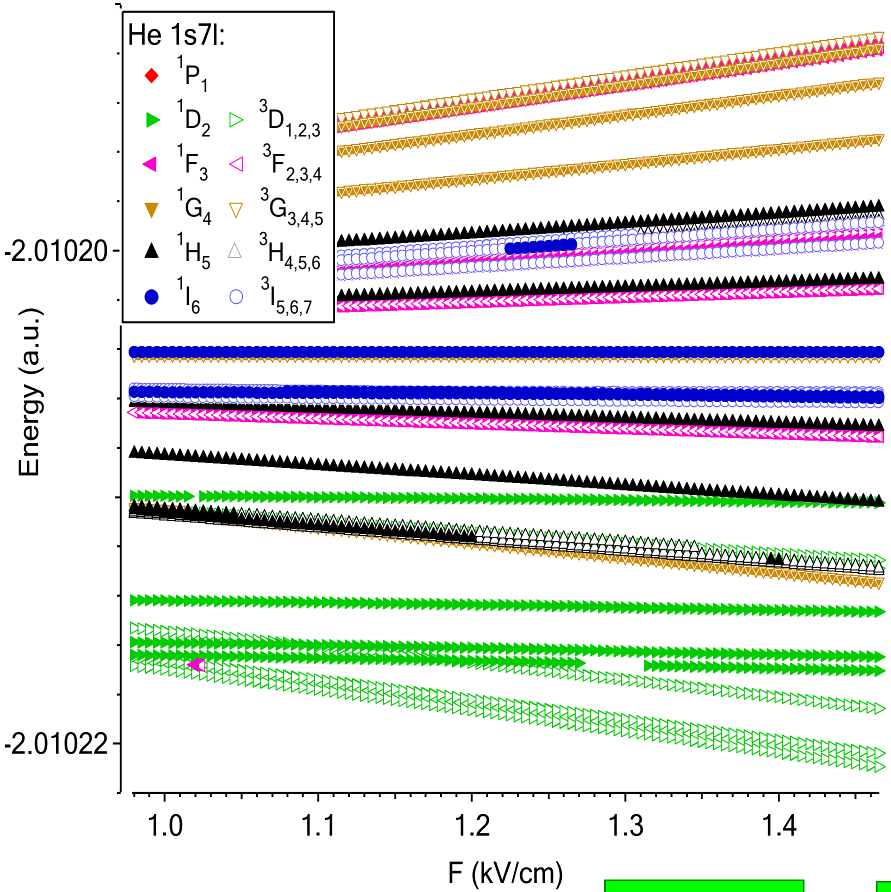
$$\langle \psi_1 | z | \psi_3 \rangle = -3\, a_0$$ ← Bohrov radij

$$\begin{bmatrix} \times & & \bullet & \\ & \times & & \\ & & \times & \\ \bullet & & & \times \end{bmatrix} \xrightarrow{\text{diag}}$$



$$\Delta E \left(F = 2{,}5 \cdot 10^7 \tfrac{V}{m} \right) \simeq 4 \cdot 10^{-3}\, eV \left(\sim 32\, cm^{-1} \right)$$ – energijski razcep je dosti večji kot pri drugih atomih.

VODIKOV ATOM V ELEKTRIČNEM POLJU JE MOGOČE REŠITI ANALITIČNO U PARABOLIČNIH KOORDINATAH! (L.S. SHIFF)



Starkov diagram

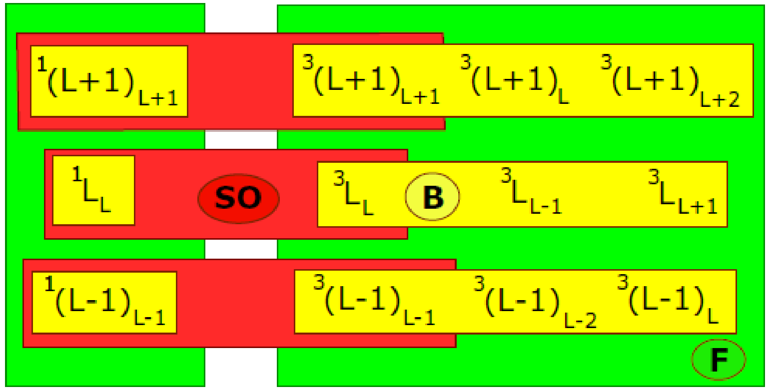


FIG. 3. Multiplet coupling due to V_{so} (SO), dc electric-field (F), and magnetic-field (B) interaction.