

Informationen zum Zeeman-Effekt

1 Theorie des Zeeman-Effekts

Als Zeeman-Effekt bezeichnet man die Aufspaltung von Spektrallinien im magnetischen Feld. Die Theorie zeigt, dass die Größe der Aufspaltung $\Delta\lambda$ proportional der magnetischen Feldstärke H ist. Im cgs-System ist der Abstand $\Delta\lambda$ zur unverschobenen Linie gegeben durch die Gleichung

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{4\pi c^2} \cdot \frac{e}{m} \cdot H \cdot (M_{J'} g_{J'} - M_J g_J). \quad (1)$$

Dabei ist λ_0 die Wellenlänge der untersuchten Spektrallinie, e die Elementarladung, m die Elektronenmasse und c die Lichtgeschwindigkeit. $M_{J'}$ und M_J sind die Quantenzahlen der magnetischen Unterniveaus, $g_{J'}$ und g_J bezeichnen die Landé-Faktoren des oberen bzw. des unteren Zustands. Die Aufspaltung lässt sich mit $\Delta\lambda_{\text{cgs}} = (c \cdot \mu_0)^{-1} \Delta\lambda_{\text{mks}}$ in das gesetzlich vorgeschriebene SI-System umrechnen.

Die Linienaufspaltung lässt sich auf die Aufspaltung der Terme zurückführen: Bekanntlich entsteht durch die Rotation der Elektronen im Atom ein magnetisches Moment μ , dessen Größe vom Gesamtdrehimpuls \mathfrak{J} abhängt. Ebenso wie in einem atomaren System, in dem zwei Drehimpulsvektoren \mathfrak{S} und \mathfrak{L} nicht jede beliebige Richtung zueinander einnehmen können, so kann sich der Drehimpulsvektor \mathfrak{J} in einem Magnetfeld nur in bestimmten, diskreten Richtungen einstellen. \mathfrak{J} und μ sind *richtungsquantisiert*, d.h. die Komponente M_J von \mathfrak{J} in Richtung des Feldes kann nur ein ganzzahliges oder halbzahliges Vielfaches von $\hbar/2\pi$ sein, je nachdem ob die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses J ganzzahlig oder halbzahlig ist. Es gibt daher $2J + 1$ verschiedene Werte für die magnetische Quantenzahl M_J .

Ein s-Term mit $J = 0$ wird somit im magnetischen Feld nicht aufgespalten, während ein p-Term mit $J = 1$ in drei Unterniveaus aufgespalten wird. Es werden drei energetisch verschiedene Übergänge möglich, welche das *normale Zeeman-Triplett* hervorrufen.

Durch Anwendung der Gesetze der Quantenmechanik lassen sich folgende Aussagen begründen:

- Ein Übergang mit $\Delta M_J = 0$ emittiert parallel zur Feldrichtung linear polarisiertes Licht (π -Komponente).
- Ein Übergang mit $\Delta M_J = \pm 1$ führt zu linear polarisierter Strahlung, deren Polarisations-ebene senkrecht zur Feldrichtung liegt (σ^+, σ^- -Komponenten).

Die Polarisationserscheinungen können auch anschaulich mit der klassischen Theorie erklärt werden. Deutet man die Aufspaltung der Spektrallinie als Folge einer Präzessionsbewegung der Elektronenbahn um die Magnetfeldrichtung, so werden quer zu der Feldrichtung nur die Bewegungsprojektionen beobachtet. Entsprechend ist das emittierte Licht linear polarisiert. Das Intensitätsverhältnis der ZEEMANKomponenten lässt sich mit der *Intensitätsregel* berechnen:

$$\begin{aligned} M_J \rightarrow M_{J+1} : I_{\sigma^+} &= A(J + M_J + 1)A(J + M_J + 2) \\ M_J \rightarrow M_{J-1} : I_{\sigma^-} &= A(J - M_J + 1)A(J - M_J + 2) \\ M_J \rightarrow M_J : I_{\pi} &= 4A(J + M_J + 1)A(J - M_J + 1) \end{aligned} \quad (2)$$

Die Konstante A ist ein Proportionalitätsfaktor. In Gleichung (2) sind die Quantenzahlen des Ausgangszustandes einzusetzen. Da beim normalen ZEEMAN-Effekt alle Terme gleichstark aufspalten, sind Übergänge mit gleichem ΔM_J energetisch gleich und lassen sich zusammenfassen.

Aus den Gleichungen (2) folgen die wichtigen Regeln

1. Die Intensitäten der ZEEMANKomponenten, die symmetrisch zur ursprünglichen Spektrallinie liegen, sind alle gleich.

2. Die Summe der Intensitäten aller σ -Komponenten ist gleich der Summe der Intensitäten aller π -Komponenten.

Zu beachten ist, dass das Linienspektrum des Neon leider nicht "einfach" zu beschreiben ist. Zunächst einmal handelt es sich bei Neon um ein Mehrelektronensystem mit der Konfiguration $[\text{He}]2s^2p^6$, d.h. es muss die Schrödingergleichung für zehn Elektronen gelöst werden. Der Vergleich der Coulombschen Abstoßung der Elektronen mit der Spin-Bahn Kopplung ergibt für Mehrelektronensysteme drei mögliche Fälle:

- **Russel-Saunders (LS)-Kopplung:**

Die Coulomb-Abstoßung ist stark gegen Spin-Bahn-Kopplung. Spins und Bahnen können als getrennte Systeme behandelt werden. LS-Kopplung ist bei leichten Atomen realisiert (linke obere Ecke des Periodensystems)

- **mittlere Kopplung:** Coulomb-Abstoßung ist vergleichbar mit Spin-Bahn-Kopplung.

- **jj-Kopplung:**

Spin-Bahn-Kopplung ist stark gegen Coulomb-Abstoßung, jedes Elektron ist ein System für sich. jj-Kopplung ist bei schwersten Atomen realisiert (rechte untere Ecke des Periodensystems).

Bitte erarbeiten Sie sich die Kopplungs-Schemata anhand der Zusatzliteratur (Hellwege Kapitel F, Theorie der Mehrelektronensysteme).

Das Singulettssystem des Neons

Bei Atomen wie Neon, die eine ganzzahlige Anzahl von Elektronen besitzen, findet man Singulettssysteme, weil der Gesamtspin Null ist. Angeregte Zustände entstehen dadurch, dass ein Elektron der L-Schale in eine höhere Bahn geht. Der resultierende Gesamtspin ist dann $S = 1$ oder $S = 0$, d.h. es sind nun Triplett oder Singulettzustände möglich. Im Rahmen dieses Praktikumversuchs sollen nur Singulettlinien untersucht werden. Intensive Linien haben die Wellenlänge 5852,5 Å, 6074,3 Å, 6163,6 Å und 6266,5 Å. Leider lassen sich die Übergänge dieser Linien weder mit reiner Russel-Saunders-Kopplung noch mit der jj-Kopplung erklären. Während die Rumpfelektronen Russel-Saunders koppeln, zeigt das Leuchtelektron jj-Kopplung mit dem Rumpf. Damit ist eine durchgängige Nomenklatur der Linien, wie sie z.B. bei der LS-Kopplung üblich ist, nicht möglich. Schon der erste angeregte Zustand des Neon erfordert einen Übergang zur Hauptquantenzahl $n = 3$, einem energetisch weit über dem Grundzustand liegenden Niveau. Das Leuchtelektron ist dann so weit vom Atomrumpf entfernt, dass es sich in einem nahezu zentralsymmetrischen Feld, gebildet aus der Überlagerung von Kernfeld und Feld der Hüllenelektronen, bewegt. Da das sogenannte Rumpfatom (oder Elternton) unterschiedlichen Gesamtdrehimpuls J_R haben kann, entstehen neue Niveaugruppen, d.h. bei allen Übergängen ist die Rumpfquantenzahl zu berücksichtigen. Als Beispiel soll der Übergänge mit 6266,5 Å betrachtet werden.

Der Übergang $1s_3(^3P_0) \leftrightarrow 2p_5(^1P_1)$, 6266,5 Å

Für den s-Term ist die Gesamtquantenzahl $J = 0$, für den p-Term ist $J = 1$. Der Übergang zu $J = 2$ ist wegen der Auswahlregel $\Delta J = 0, \pm 1$ nicht erlaubt. Damit ergibt sich die in Abbildung 1(a) gezeigte Aufspaltung, ein „supernormaler“ ZEEMAN-Effekt. Abbildung 1(b) zeigt den normalen ZEEMAN-Effekt für einen Übergang mit $J = 1 \leftrightarrow J = 2$. Ganz allgemein ist der normale ZEEMAN-Effekt ein Spezialfall des anomalen ZEEMAN-Effektes.

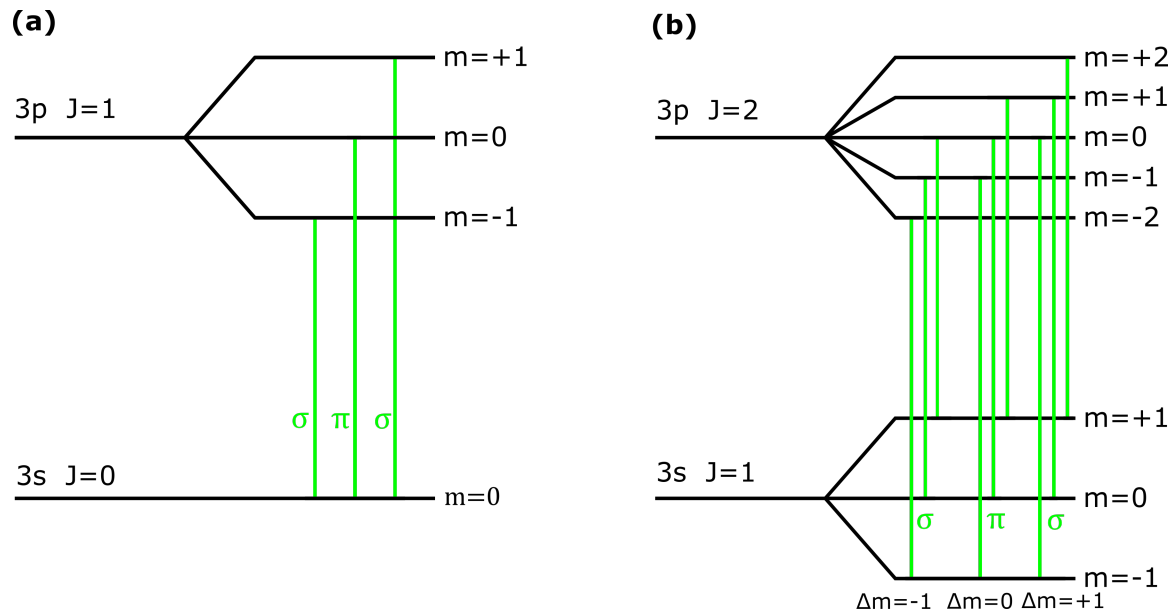


Abbildung 1: (a) „Supernormaler“ ZEEMAN-Effekt bei einer Kombination $J = 0 \leftrightarrow J = 1$. (b) Normaler ZEEMAN-Effekt bei einem Übergang ohne $J = 0$ -Beteiligung.