

Kapitel 3

Barium

Barium ist ein Element aus der Gruppe der Erdalkalimetalle mit der Ordnungszahl 56. Der Name stammt vom griechischen *barys* und bedeutet schwer. Barium ist ein weiches, silbrig weißes, an der Luft schnell oxidierendes Metall. Die stabilen Isotope haben die Massenzahlen 138 (71,7%), 137 (11,2%), 136 (7,9%), 135 (6,6%), 134 (2,4%), 132 (0,1%) und 130 (0,1%). In Klammern ist jeweils das Vorkommen im natürlichen Isotopengemisch angegeben. Alle Isotope mit gerader Massenzahl haben einen Kernspin von 0, die beiden Isotope mit ungerader Massenzahl haben einen Kernspin von $\frac{3}{2}\hbar$. [Lid 93]

In dieser Arbeit werden nur die Isotope mit gerader Massenzahl untersucht. Diese machen 82% im natürlichen Isotopengemisch aus. Aufgrund der Hyperfeinaufspaltung der Isotope ungerader Massenzahlen, gelten für diese andere Termschemata. Sie können nicht mit den dargestellten Methoden präpariert und untersucht werden.

3.1 Termschema von Ba^+

Das Ba^+ -Ion besitzt einen Atomrumpf in Xenonkonfiguration, sowie ein Valenzelektron in der 6S-Schale. Alle in dieser Arbeit relevanten Zustände entstehen durch Anregung dieses Valenzelektrons.

Abbildung 3.1 zeigt einen Ausschnitt aus dem Termschema des Bariumions. Die dipolerlaubten Übergänge zwischen den gezeigten Niveaus sind durch Doppelpfeile kenntlich gemacht. Vom Grundzustand aus sind Dipolübergänge in das $6^2P_{1/2}$ - und in das $6^2P_{3/2}$ -Niveau möglich. Aus dem $P_{1/2}$ -Niveau zerfällt das Ba^+ -Ion im Verhältnis von ca. 3:1 in das $S_{1/2}$ - oder in das $D_{3/2}$ -Niveau. Aus dem $P_{3/2}$ -Niveau sind Dipolzerfälle sowohl in das S-Niveau, als auch in beide P-Niveaus möglich. Die Zerfallsraten der dipolerlaubten Zerfälle und die genauen Übergangsfrequenzen sind der Tabelle 3.1 zu entnehmen. Die $D \rightarrow S$ -Übergänge sind dipolverboten und haben Halbwertzeiten von mehr als 30 Sekunden [Yu 97].

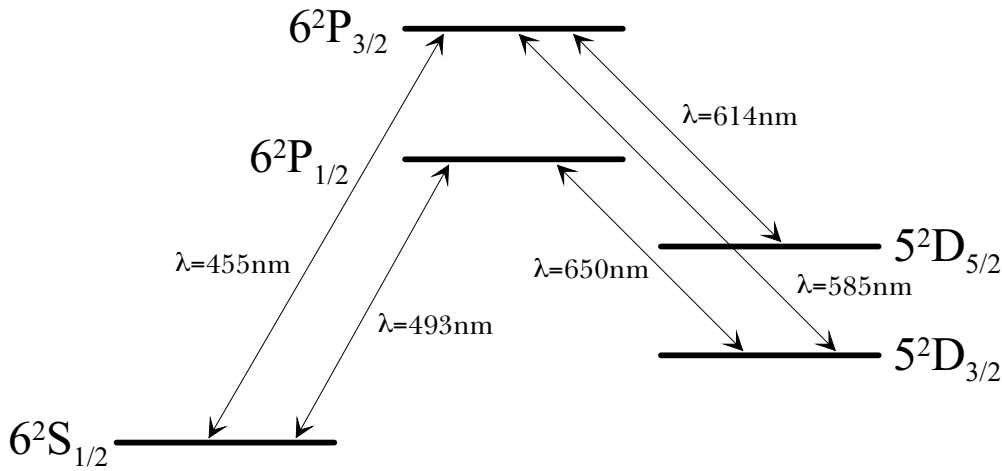


Abbildung 3.1: Ausschnitt aus dem Termschema des Ba⁺-Ions mit den dipol-erlaubten Übergängen.

Übergang	A in $\frac{10^6}{s}$	Zerfallsrate in MHz	λ
$6^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$:	95 ± 7	15 ± 1.1	493.4nm
$6^2P_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$:	33 ± 4	5.3 ± 0.6	649.7nm
$6^2P_{3/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$:	118 ± 8	18 ± 1.3	455.4nm
$6^2P_{3/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$:	4.8 ± 0.6	0.8 ± 0.1	585.4nm
$6^2P_{3/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$:	37 ± 4	5.9 ± 0.6	614.2nm

Tabelle 3.1: Einstein A-Koeffizienten [Gal 67] und Wellenlängen der Übergänge

In dieser Arbeit wird das Barium-Ion durch das Λ -förmige Drei-Niveau-System, bestehend aus $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2}$ und $^2D_{3/2}$ beschrieben. Für diese Zustände befinden sich die Wellenlängen aller dipolerlaubten Übergänge im sichtbaren Spektralbereich, so daß die durch Spontanemission verursachte Fluoreszenz mit dem Auge beobachtbar ist. Ohne äußeres Magnetfeld sind die $j = 1/2$ Niveaus zweifach und das $^2D_{3/2}$ -Niveau vierfach entartet (Abb. 3.2). In diesem Fall gibt die Polarisation des elektrischen Feldes die Quantisierungsachse vor und es sind nur stimulierte Übergänge mit $\Delta m_j = 0$ (π -Übergänge) möglich. Die $m_j = \pm 3/2$ Zustände des $^2D_{3/2}$ -Niveaus werden nur durch spontane Prozesse bevölkert, können aber nicht wieder in das P -Niveau angeregt werden. Es findet also optisches Pumpen in diese beiden „dunklen“ Zustände statt, das ein stetiges Beobachten des Ions unmöglich macht.

3.2 Zeeman-Aufspaltung

Um das optische Pumpen zu verhindern muß ein äußeres Magnetfeld angelegt werden. Dadurch wird die Entartung aufgehoben und die Quantisierungsachse

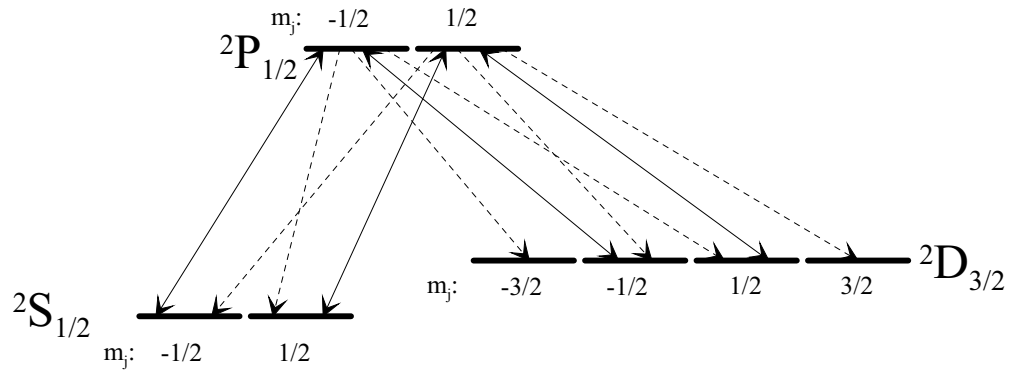


Abbildung 3.2: Termschema des Drei-Niveau-Systems unter Berücksichtigung der Entartung. Stimuliert sind nur π -Übergänge möglich (durchgezogene Pfeile). Spontanzerfälle (gestrichelt) sorgen für optisches Pumpen in die $m_j = \pm 3/2$ -Zustände.

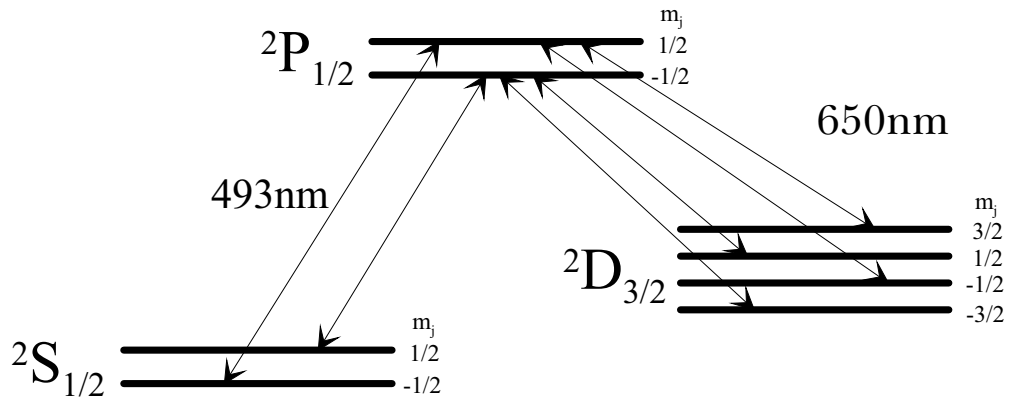


Abbildung 3.3: Relevantes Termschema des Ba^+ -Ions mit Aufhebung der Entartung durch ein externes Magnetfeld (Zeeman-Effekt).

in Richtung des Magnetfeldes festgelegt. Strahlt man nun die elektrischen Felder mit ihren Polarisierungen senkrecht zum Magnetfeld ein, so finden nur noch $\Delta m_j = \pm 1$ -Übergänge statt und das System läßt sich in zwei Vier-Niveau-Systeme aufteilen, die nur noch über Spontanzerfälle miteinander gekoppelt sind (Abb. 3.3).

Die Zeeman-Aufspaltung berechnet sich nach [Hak 93]

$$\Delta E = g_j \mu_B B \quad (3.1)$$

wobei B der Betrag der magnetischen Induktion und $\mu_B = e\hbar/2m_e$ das Bohrsche Magneton ist. Die Landéfactoren g_j berechnet sich nach

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (3.2)$$

Im einzelnen ergeben sie sich zu:

Zustand:	$6^2S_{1/2}$	$6^2P_{1/2}$	$6^2P_{3/2}$	$5^2D_{3/2}$	$5^2D_{5/2}$
Landéfaktor:	2	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{4}{5}$	$\frac{6}{5}$