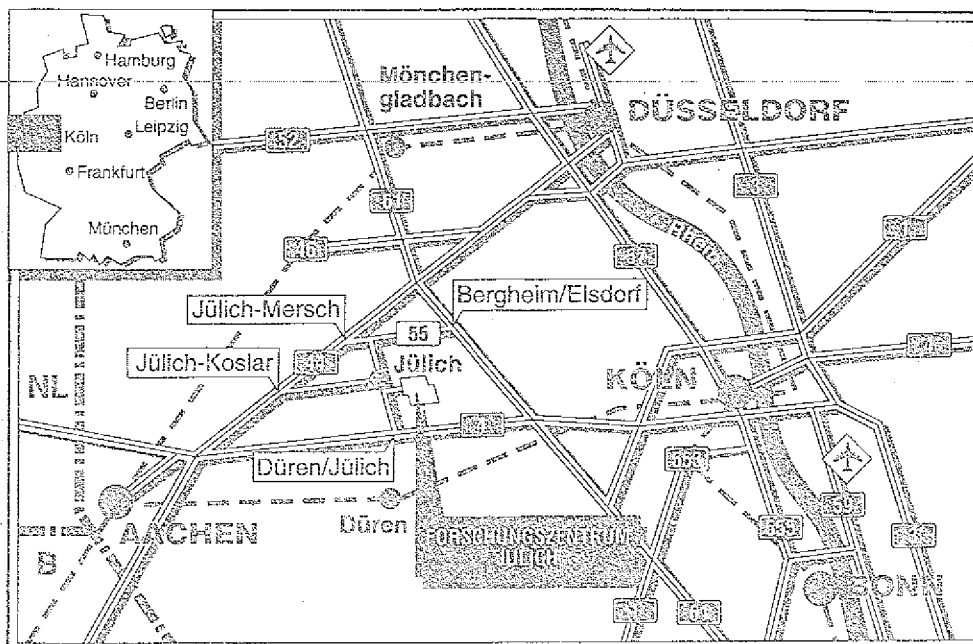


*Institut für Plasmaphysik
Assoziation EURATOM-KFA*

**Über die räumliche Verteilung der
Magnesium-Atome und -Ionen
in einer Helium-Glimmentladung
mit Magnesium-Kathode**

Eine Untersuchung mit Laser-induzierter Fluoreszenz

Ning Changlong



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2484

ISSN 0366-0885

Institut für Plasmaphysik Jüli-2484

Assoziation EURATOM-KFA

D 294 (Diss. Universität Bochum)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Über die räumliche Verteilung der Magnesium-Atome und -Ionen in einer Helium-Glimmentladung mit Magnesium-Kathode

Eine Untersuchung mit Laser-induzierter Fluoreszenz

Ning Changlong

Abstract

In this work, a low current DC-glow discharge in helium with a plane magnesium cathode, which is in a parallel configuration with the anode, has been investigated. The density distributions of sputtered magnesium atoms and ions in the discharge, especially in the cathode fall region and in the negative glow, have been measured by means of laser-induced fluorescence (LIF) with high spatial resolution (2 mm) and sensitivity ($\geq 10^4$ atoms/cm³).

The discharge with a newly polished cathode starts from a stable mode (the so-called "soft" discharge) and reaches another stable mode ("hard" discharge) after sufficient glowing with high power (> 0.2 W/cm²). In the latter case, the discharge has a (2-6 times) higher cathode potential and a much higher (30-300 times) density of sputtered magnesium atoms and ions than that in the former case. The big differences between the two modes can be explained by the oxidization of the cathode surface during the polishing process and the deoxidization by sputtering during the high power discharge.

A model based on the energy distribution of helium ions at the cathode surface and an empirical function of the sputtering yield near the sputtering threshold can explain the dependence of the maximum density of sputtered atoms on the current.

The density distributions of magnesium atoms and ions on the axis of the discharge have been measured in both cases in a wide range of pressures and currents (0.5 - 2.0 mbar; 0.25 - 10.0 mA, cathode with 6 cm diameter). The density profiles of the atoms show a maximum (10^5 - 10^8 atoms/cm³) near the cathode (4 mm distance at 1 mbar), the position of which depends on the values of pressure and current. The profiles can not be described by a model which takes only diffusion processes into account, but ionization has to be considered as well. The profiles of the ions on the axis show a maximum (10^4 - 10^6 ions/cm³) in the negative glow region (30 mm from the cathode at 1 mbar), which also depends on the pressure and on the current. The degree of ionization of the magnesium atoms in this region reaches values of more than 50%; it leads to the conclusion that Penning ionization is the dominant process for the ionization of magnesium atoms.

The density distributions of magnesium atoms and ions in the radial direction of the discharge have also been measured. From these measurements, the good homogeneity of the current density at the cathode can be seen and estimates about the relative importance of the axial and radial transport can be made.

The drift velocities of the magnesium ions have been obtained by measuring the Doppler shift of a resonance line under laser excitation. Velocities of about $9 \cdot 10^4$ cm/s have been observed at the transition between the negative glow and the cathode fall region for a pressure of 0.5 mbar and a current density of $33 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. This, together with the known mobility of magnesium ions in helium, gives the electrical field strength at the point of measurement. A simple model, considering the fluxes of the atoms and ions along the axis, gives the strength of the electric field on the axis further away from the cathode; it shows fields below 0.4 V/cm in the negative glow and a sharp increase at the border between the negative glow and the cathode fall region.

1998, 1999, 2000, 2001, 2002, 2003, 2004, 2005, 2006, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014, 2015, 2016, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021, 2022, 2023, 2024, 2025, 2026, 2027, 2028, 2029, 2030, 2031, 2032, 2033, 2034, 2035, 2036, 2037, 2038, 2039, 2040, 2041, 2042, 2043, 2044, 2045, 2046, 2047, 2048, 2049, 2050, 2051, 2052, 2053, 2054, 2055, 2056, 2057, 2058, 2059, 2060, 2061, 2062, 2063, 2064, 2065, 2066, 2067, 2068, 2069, 2070, 2071, 2072, 2073, 2074, 2075, 2076, 2077, 2078, 2079, 2080, 2081, 2082, 2083, 2084, 2085, 2086, 2087, 2088, 2089, 2090, 2091, 2092, 2093, 2094, 2095, 2096, 2097, 2098, 2099, 2100, 2101, 2102, 2103, 2104, 2105, 2106, 2107, 2108, 2109, 2110, 2111, 2112, 2113, 2114, 2115, 2116, 2117, 2118, 2119, 2120, 2121, 2122, 2123, 2124, 2125, 2126, 2127, 2128, 2129, 2130, 2131, 2132, 2133, 2134, 2135, 2136, 2137, 2138, 2139, 2140, 2141, 2142, 2143, 2144, 2145, 2146, 2147, 2148, 2149, 2150, 2151, 2152, 2153, 2154, 2155, 2156, 2157, 2158, 2159, 2160, 2161, 2162, 2163, 2164, 2165, 2166, 2167, 2168, 2169, 2170, 2171, 2172, 2173, 2174, 2175, 2176, 2177, 2178, 2179, 2180, 2181, 2182, 2183, 2184, 2185, 2186, 2187, 2188, 2189, 2190, 2191, 2192, 2193, 2194, 2195, 2196, 2197, 2198, 2199, 2200, 2201, 2202, 2203, 2204, 2205, 2206, 2207, 2208, 2209, 2210, 2211, 2212, 2213, 2214, 2215, 2216, 2217, 2218, 2219, 2220, 2221, 2222, 2223, 2224, 2225, 2226, 2227, 2228, 2229, 2230, 2231, 2232, 2233, 2234, 2235, 2236, 2237, 2238, 2239, 2240, 2241, 2242, 2243, 2244, 2245, 2246, 2247, 2248, 2249, 2250, 2251, 2252, 2253, 2254, 2255, 2256, 2257, 2258, 2259, 2260, 2261, 2262, 2263, 2264, 2265, 2266, 2267, 2268, 2269, 2270, 2271, 2272, 2273, 2274, 2275, 2276, 2277, 2278, 2279, 2280, 2281, 2282, 2283, 2284, 2285, 2286, 2287, 2288, 2289, 2290, 2291, 2292, 2293, 2294, 2295, 2296, 2297, 2298, 2299, 2300, 2301, 2302, 2303, 2304, 2305, 2306, 2307, 2308, 2309, 2310, 2311, 2312, 2313, 2314, 2315, 2316, 2317, 2318, 2319, 2320, 2321, 2322, 2323, 2324, 2325, 2326, 2327, 2328, 2329, 2330, 2331, 2332, 2333, 2334, 2335, 2336, 2337, 2338, 2339, 2340, 2341, 2342, 2343, 2344, 2345, 2346, 2347, 2348, 2349, 2350, 2351, 2352, 2353, 2354, 2355, 2356, 2357, 2358, 2359, 2360, 2361, 2362, 2363, 2364, 2365, 2366, 2367, 2368, 2369, 2370, 2371, 2372, 2373, 2374, 2375, 2376, 2377, 2378, 2379, 2380, 2381, 2382, 2383, 2384, 2385, 2386, 2387, 2388, 2389, 2390, 2391, 2392, 2393, 2394, 2395, 2396, 2397, 2398, 2399, 2400, 2401, 2402, 2403, 2404, 2405, 2406, 2407, 2408, 2409, 2410, 2411, 2412, 2413, 2414, 2415, 2416, 2417, 2418, 2419, 2420, 2421, 2422, 2423, 2424, 2425, 2426, 2427, 2428, 2429, 2430, 2431, 2432, 2433, 2434, 2435, 2436, 2437, 2438, 2439, 2440, 2441, 2442, 2443, 2444, 2445, 2446, 2447, 2448, 2449, 2450, 2451, 2452, 2453, 2454, 2455, 2456, 2457, 2458, 2459, 2460, 2461, 2462, 2463, 2464, 2465, 2466, 2467, 2468, 2469, 2470, 2471, 2472, 2473, 2474, 2475, 2476, 2477, 2478, 2479, 2480, 2481, 2482, 2483, 2484, 2485, 2486, 2487, 2488, 2489, 2490, 2491, 2492, 2493, 2494, 2495, 2496, 2497, 2498, 2499, 2500, 2501, 2502, 2503, 2504, 2505, 2506, 2507, 2508, 2509, 2510, 2511, 2512, 2513, 2514, 2515, 2516, 2517, 2518, 2519, 2520, 2521, 2522, 2523, 2524, 2525, 2526, 2527, 2528, 2529, 2530, 2531, 2532, 2533, 2534, 2535, 2536, 2537, 2538, 2539, 2540, 2541, 2542, 2543, 2544, 2545, 2546, 2547, 2548, 2549, 2550, 2551, 2552, 2553, 2554, 2555, 2556, 2557, 2558, 2559, 2560, 2561, 2562, 2563, 2564, 2565, 2566, 2567, 2568, 2569, 2570, 2571, 2572, 2573, 2574, 2575, 2576, 2577, 2578, 2579, 2580, 2581, 2582, 2583, 2584, 2585, 2586, 2587, 2588, 2589, 2590, 2591, 2592, 2593, 2594, 2595, 2596, 2597, 2598, 2599, 2600, 2601, 2602, 2603, 2604, 2605, 2606, 2607, 2608, 2609, 2610, 2611, 2612, 2613, 2614, 2615, 2616, 2617, 2618, 2619, 2620, 2621, 2622, 2623, 2624, 2625, 2626, 2627, 2628, 2629, 2630, 2631, 2632, 2633, 2634, 2635, 2636, 2637, 2638, 2639, 2640, 2641, 2642, 2643, 2644, 2645, 2646, 2647, 2648, 2649, 2650, 2651, 2652, 2653, 2654, 2655, 2656, 2657, 2658, 2659, 2660, 2661, 2662, 2663, 2664, 2665, 2666, 2667, 2668, 2669, 2670, 2671, 2672, 2673, 2674, 2675, 2676, 2677, 2678, 2679, 26

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	6
2.1 Die Glimmentladung	6
2.1.1 Allgemeine Eigenschaften der Glimmentladung	6
2.1.2 Der Kathodenfall	8
2.1.3 Einfluß der Kathodenoberfläche	11
2.2 Grundlagen der Laser induzierten Fluoreszenz (LIF)	13
2.2.1 Allgemeine Theorie der LIF	13
2.2.2 Messung der Dichte und Geschwindigkeitsverteilung	17
2.2.3 Eichung der Laser-induzierten Fluoreszenz durch Rayleigh-Streuung	19
A. Physikalische Grundlagen	19
B. Überlegung zu den MgI- und MgII-Linien	21
2.3 Die Zerstäubung	24
2.3.1 Zerstäubungstheorie	24
2.3.2 Kathodenzerstäubung in der Glimmentladung	25
3. Experimenteller Aufbau	29
3.1 Die Glimmentladungsanordnung	31
3.1.1 Vakuumsystem	31
3.1.2 Aufbau der Elektroden	33
A. Für die Dichtemessung	34
B. Für die Geschwindigkeitsmessung	35
3.1.3 Elektrischer Aufbau der Glimmentladung	37
3.2 Lasersystem	38
3.2.1 Lasersystem und Frequenzverdopplung	38
3.2.2 Bestimmung der Laserwellenlänge und Spektralbreite	39
3.3 Beobachtungssystem und Datenerfassung	42

4. Meßergebnisse und Diskussion	44
4.1 Charakterisierung der Glimmentladung	44
4.2 Axiale Dichteverteilung der Magnesium-Atome und -Ionen	50
4.2.1 Dichteverteilungen bei unterschiedlichen Strömen	51
A. Die Atome	51
B. Die Ionen	54
4.2.2 Dichteverteilungen bei unterschiedlichen Drucken	56
4.2.3 Schlußbemerkungen: Vergleich der "harten" und "weichen" Entladung	60
4.3 Radiale Dichteverteilung der Magnesium-Atome und -Ionen	61
4.3.1 Die Atome	61
4.3.2 Die Ionen	63
4.4 Messung der Driftgeschwindigkeit der Magnesium-Ionen	66
5. Modellrechnung und Interpretation	69
5.1 Berechnung des Flusses der abgestäubten Atome	69
5.2 Interpretation der "harten" und "weichen" Entladung	75
5.3 Ionisationsmechanismus der Magnesiumatome	78
5.4 Abschätzung der elektrischen Feldstärke nahe dem Glimmlicht	81
6. Zusammenfassung	83
7. Literaturverzeichnis	86

1. Einleitung

Glimmentladungen finden viele Anwendungen in der Forschung und in der modernen Technik, z.B. bei der Atomspektroskopie, in Zerstäubungsprozessen, beim Ätzen und bei der Abscheidung von dünnen Schichten[1-3]. Für diese Anwendungen sind quantitative Kenntnisse der Glimmentladung erforderlich und wichtig. Obwohl die Glimmentladung bereits seit langer Zeit Gegenstand der Forschung ist, sind diese Kenntnisse noch unvollständig und lückenhaft. Die Schwierigkeiten bei der Untersuchung der Glimmentladung liegen sowohl auf der experimentellen als auch auf der theoretischen Seite. Zum Experiment braucht man einerseits sehr genau kontrollierte Bedingungen (z.B. Ultrahochvakuum, hohe Gasreinheit, usw.) und "in situ" Meßmethoden, die keine Störung der Glimmentladung verursachen. Andererseits erfordert die theoretische Beschreibung der Glimmentladung vereinfachte Modelle und die Kenntnis vieler Parameter und zahlreicher Elementarprozesse. Kürzlich wurde mit Hilfe der modernen Laser- und Computer-Technik die Forschung zum quantitativen Verständnis der Glimmentladung wieder angeregt und das Verständnis verbessert[4-6].

Für die oben genannten Anwendungen der Glimmentladung, hat das quantitative Verständnis der Zerstäubung des Kathodenmaterials unter Ionenbeschuß und seines Transports in der Glimmentladung große Bedeutung. Die Kenntnis der Dichte und der Geschwindigkeitsverteilung der abgestäubten Atome und ihrer Ionen in der Glimmentladung ist insbesondere von Interesse, weil daraus, wie wir sehen werden, ein besseres Verständnis der Entladung selbst folgt.

Eine erste Messung der absoluten Dichteverteilung der abgestäubten Metallatome auf der Achse einer Argon-Glimmentladung mit Eisenkathode wurde bereits von Elbern [7] mittels Laser induzierter Fluoreszenz durchgeführt. In einer ähnlichen Glimmentladung mit Titankathode hat Koppmann [8] die Dichteverteilung der Titanatome und -ionen gemessen. Mit Messungen der Driftgeschwindigkeit der Titanionen hat Koppmann ihre Erzeugung und ihren Transport untersucht. In beiden Experimenten konnten die gemessenen Dichteprofile der Metallatome mit einem Modell von Ecker und Emeléus [9] zufriedenstellend beschrieben werden. Um eine zum Nachweis hinreichende Teilchendichte

zu bekommen, wurden die Messungen in beiden Fällen bei stark anormalen Glimmentladungen gemacht.

Magnesium ist ein leichtes Atom ($M = 24$) und ist deshalb für Geschwindigkeitsmessungen günstig, weil die erwartete Dopplerverschiebung entsprechend groß ist. Es hat eine hohe Zerstäubungsausbeute [10], die eine Messung im normalen Entladungsbereich erleichtern soll. Die Hauptlinien (zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand) des Atoms und des Ions liegen im UV-Spektralgebiet und können mit einem frequenz-verdoppelten Farbstofflaser angeregt werden. Die hohen Oszillatorenstärken dieser Resonanzlinien erlauben eine sehr hohe Nachweisempfindlichkeit und in manchen Fällen eine Messung der Teilchengeschwindigkeit mittels Laser-induzierter Fluoreszenz. Die günstige Nachweisgrenze der Magnesiumatome und -Ionen ($\geq 10^4 \text{cm}^{-3}$) bietet die Möglichkeit, eine Glimmentladung mit Mg-Kathode nahe dem normalen Entladungsbereich zu untersuchen. Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt in der Untersuchung der Dichte und Geschwindigkeit der durch Kathodenzerstäubung freigesetzten Magnesiumatome und der Magnesiumionen. Diese Fluoreszenzmessungen können nicht nur allgemeine Aussagen über das Verhalten der Magnesiumatome und -ionen in der Glimmentladung erbringen, sondern diese Teilchen können auch als eine Art Sonde benutzt werden, um Informationen über die Glimmentladung zu erhalten, wie z.B. über das elektrische Feld.

Die Zerstäubung einer Magnesium-Kathode in einer Glimmentladung ist erstmals von Güntherschulze[11] untersucht worden. In dieser Arbeit hat er einen großen Unterschied in der Kathodenzerstäubung zwischen reinen und oxydbedeckten Magnesiumoberflächen festgestellt. Später hat er noch die Sekundärelektronenausbeute γ in beiden Fällen gemessen; die γ -Kurve fing im Zeitablauf bei einem hohen Wert an und erreichte am Ende einen Zustand mit niedrigem Wert [12]. Der erste Zustand mit einem großen γ -Wert entspricht einer oxydierten Oberfläche. Mit der Zeit wird die Oxydschicht zerstäubt und der zweite Zustand mit niedrigem γ -Wert tritt ein, der der reinen Metalloberfläche entspricht.

In Anbetracht dieser Erkenntnisse war das erste Ziel, eine Entladung mit Mg-Kathode herzustellen, deren Betrieb mit einem Edelgas reproduzierbar einzustellen ist. In der vorliegenden Arbeit wird eine Helium Glimmentladung mit Magnesiumkathode im Druckbereich von 0,5 bis 2,0 mbar untersucht. Aufgrund der Erscheinung von zwei Betriebsarten wurden Vergleichsmessungen zwischen Entladungen mit reiner und oxydierter Kathodenoberfläche systematisch durchgeführt.

Ein zweites Ziel war es, die axialen und radialen Dichten der abgestäubten Magnesiumatome im Bereich des Kathodenfallraums und des negativen Glimmlichts in einer Glimmentladung mit niedriger Stromdichte (d.h. in einer normalen oder nahezu normalen Entladung) zu messen. Dieses sollte zur Untersuchung der Kathodenzerstäubung führen, in Hinsicht auf ihre Strom- bzw. Spannungsabhängigkeit. Es ermöglicht außerdem die Beurteilung der radialen Homogenität, die Voraussetzung für eine eindimensionale Betrachtung ist. Der Druckbereich um 1 mbar Helium erlaubt eine genügend hohe räumliche Auflösung des Kathodenfalls, dessen Länge > 10 mm ist.

Die Messung der räumlichen Verteilung der Magnesiumionen im Glimmlicht wurde nicht nur zur Bestimmung des Ionisationsgrades angestrebt, sondern auch mit der Absicht, durch Bestimmung der Dopplerverschiebung und daraus der Driftgeschwindigkeit die elektrische Feldstärke auf der Entladungsachse, insbesondere im Glimmlicht, abzuschätzen.

Zur Messung der Dichteverteilung wurde die Laser induzierte Fluoreszenz (LIF) eingesetzt, die sich als sehr effektive Diagnostikmethode für Atome und Moleküle in verschiedenen Forschungsgebieten erwiesen hat [13-16]. Die bereits erwähnte, hohe Empfindlichkeit (10^4 Atome/cm³) und Ortsauflösung ($< 0,06$ cm³) der LIF in unserem Experiment ermöglicht die Aufnahme der axialen und radialen Dichteverteilungen der Magnesiumatome und -ionen in einer Entladung mit niedriger Stromdichte ($8\text{-}400\mu\text{A}/\text{cm}^2$). Mit Hilfe der Rayleigh-Streuung in einem Gas bekannter Dichte können diese Messungen kalibriert werden [17], und die absolute Dichteverteilung der Atome und der Ionen kann unabhängig von den Plasmaparametern (wie z.B. Elektronendichte und -temperatur ...) gemessen werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst werden im Kapitel 2 die Eigenschaften der Glimmentladung kurz beschrieben. Dann wird die Bewegung der Ionen im Kathodenfallraum und der Einfluß der Kathodenoberfläche auf die Glimmentladung behandelt sowie die Energieverteilung der Ionen an der Kathodenoberfläche diskutiert. Nach der Darstellung der theoretischen Grundlagen der Laser induzierten Fluoreszenz und ihrer Anwendung zu Dichte- und Geschwindigkeitsmessungen folgt eine Beschreibung der absoluten Eichung der Fluoreszenzsignale in Dichten durch Vergleich mit Rayleigh-Streusignalen. Zum Schluß wird der Einfluß vom Kathodenoberflächenzustand auf die Kathodenzerstäubung in einer Glimmentladung diskutiert.

Nach Darstellung des experimentellen Aufbaus im Kapitel 3 folgen die Meßergebnisse im Kapitel 4. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird die elektrische Charakteristik der Glimmentladung und ihre Abhängigkeit vom Aufbereitungsprozeß (Polieren) der Kathode gezeigt. Bei der Diskussion dieser Messungen ergeben sich zwei unterschiedliche Betriebsmoden der Glimmentladung, die sog. "weiche" und "harte" Entladung. Dann werden im zweiten Abschnitt die axialen Dichteverteilungen (senkrecht zur Kathode) der Magnesiumatome und -Ionen bei verschiedenen Glimmentladungsparametern diskutiert. Die Dichteverteilungen der Atome zeigen ein Maximum in einigen Millimetern Entfernung von der Kathode und einen fast exponentiellen Abfall zur Anode hin. Die Lage des Maximums hängt nur vom Druck ab. Die Dichteverteilungen der Ionen zeigen ein Maximum im negativen Glimmlicht und seine Lage hängt nicht nur vom Druck, sondern auch von der Stromstärke ab. Die Druck- und Stromabhängigkeit der beiden Dichteverteilungen werden dargestellt und die Ionisationsgrade für die entsprechenden Dichteverteilungen berechnet. Ein Vergleich der axialen Dichteverteilungen der Atome und Ionen von einer "weichen" und einer "harten" Entladung wird gegeben. Die maximalen Dichten der Atome und Ionen der "weichen" Entladung sind einen Faktor 30-300 kleiner als die der "harten" Entladung. Der Ionisationsgrad ist in beiden Fällen im Bereich des negativen Glimmlichts sehr hoch.

Im folgenden Abschnitt des vierten Kapitels wird erstmals über Messungen der radialen Dichteverteilungen der Magnesiumatome und -Ionen berichtet. Im letzten Abschnitt wird die Messung der Driftgeschwindigkeit der Ionen dargestellt.

Im Kapitel 5 werden diese Meßergebnisse diskutiert. Zuerst wird der Fluß der durch Zerstäubung an der Kathode freigesetzten Atome mit Hilfe der Zerstäubungstheorie abgeschätzt. Es zeigt sich, daß die Energie der Heliumionen, die unterschiedlichen Zerstäubungsausbeuten des Mg und MgO, sowie die unterschiedlichen Sekundärelektronenausbeuten die großen Unterschiede in den beobachteten Dichten der "harten" und "weichen" Glimmentladung weitgehend erklären.

Der Ionisationsmechanismus der Magnesiumatome in der Glimmentladung wird in dem folgenden Abschnitt diskutiert. Die Tatsache, daß der Ionisationsgrad des Magnesiums $> 10\%$ (in der "weichen" Entladung sogar $> 50\%$) ist, während der des Heliums nur etwa 10^{-5} ist, läßt sich am besten erklären, wenn man für die Mg-Atome Ionisation durch Penning-Ionisation --d.h. die Ionisation durch Stöße mit metastabilen Heliumatomen-- annimmt. Aus der Messung der Driftgeschwindigkeit, der Beweglichkeit der Mg^+ -Ionen und einer Teilchenerhaltungsgleichung ergibt sich die sehr geringe elektrische Feldstärke von $< 0,4 \text{ V/cm}$ im Bereich des negativen Glimmlichts.

Zusammenfassend werden im letzten Kapitel Schlußfolgerungen aus den Messungen gezogen, und ein Bild von der Glimmentladung und von den Transportmechanismen der Magnesiumatomen und -ionen gegeben.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Die Glimmentladung

Hier werden einige wichtige Charakteristiken der Glimmentladung, die zur Festlegung der experimentellen Bedingungen benutzt werden, kurz beschrieben. Eine detailliertere Beschreibung der Glimmentladung kann bei vielen Autoren [18-21] gefunden werden.

2.1.1 Allgemeine Eigenschaften der Glimmentladung

Die Entladung, für die wir uns hier interessieren, ist eine selbständige Gleichstrom-Glimmentladung im Bereich von 0,01 mA bis 10 mA mit einem Kathodendurchmesser von 6 cm.

In einer Glimmentladung findet man eine Anordnung von hellen und dunklen Zonen, deren Ausprägung von den Entladungsparametern abhängt. Im Prinzip lassen sich die Leuchterscheinungen der Glimmentladung hauptsächlich in vier Zonen einteilen, nämlich den Kathodenfallraum, negatives Glimmlicht, Faraday'scher Dunkelraum und positive Säule. (Abbildung <2,1>)

Der Kathodenfallraum fängt an der Kathode an und ist eine dunkle Zone, wo eine positive Raumladung und hohe Feldstärke herrscht. Die Sekundärelektronen werden durch das Feld in diesem Bereich beschleunigt und erreichen genügend Energie, um die Gasatome zu ionisieren. Anschließend beginnt die Zone des negativen Glimmlichts mit geringen Feldern und Raumladungen. Die Gasatome werden in diesem Gebiet durch Stöße mit den Strahlelektronen und sekundären Elektronen angeregt und ionisiert. Die Emission der angeregten Atome, die wegen der hohen Elektronendichte zahlreich sind, machen diese Zone zur hellsten Zone der Glimmentladung. Mit der Abnahme der mittleren Energie der Elektronen erfolgt eine allmähliche Abnahme der Stoßanregung und

Ionisation: das ist der Anfang des Faraday'schen Dunkelraums. An diese Zone schließt sich noch die positive Säule an, die bis zur Anode reicht. Die positive Säule ist ein Plasma, in dem die Feldstärke und die Elektronentemperatur gering sind.

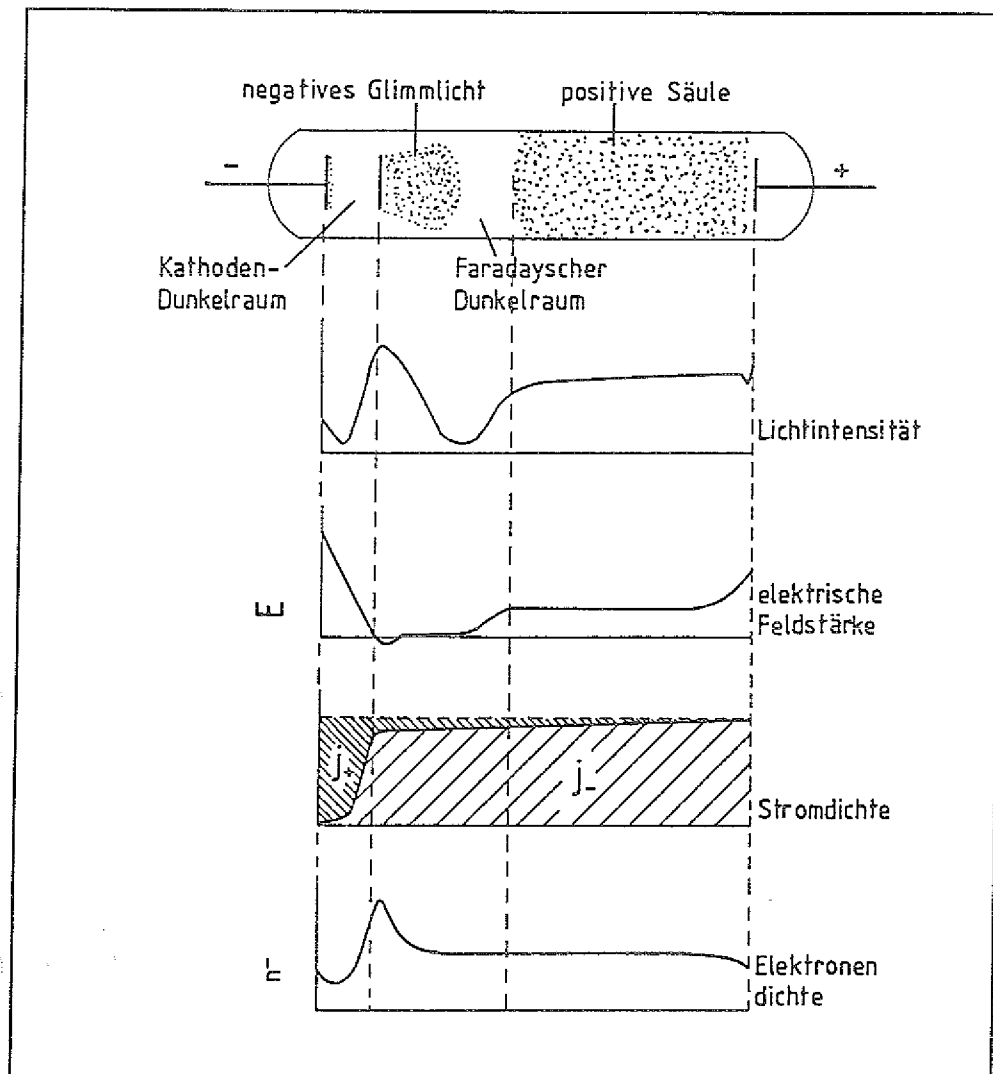


Abb.<2,1> Räumlicher Verlauf der Entladungsparameter

In der Strom-Spannungscharakteristik der Glimmentladung lassen sich zwei wichtige Betriebsbereiche erkennen: die normale und die anormale Glimmentladung. In der normalen Glimmentladung sind die Stromdichte und die Spannung sehr klein (ca. $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ und 100 V, bzw. $j/p^2 \approx 1 \mu\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{mbar}^{-2}$), und unabhängig vom Gesamtstrom.

Die Spannung ist hier die kleinste mögliche Spannung, um die Glimmentladung aufrecht zu erhalten. Die Leistung der Glimmentladung ist so klein, daß Wärmeeffekte an der Kathode und im Gas vernachlässigbar sind. Wenn der Strom weiter erhöht wird, tritt die anormale Glimmentladung ein, in der die Spannung mit dem Strom ansteigt.

Um eine Glimmentladung zu charakterisieren, ist es notwendig, die Abhängigkeit der Stromdichte und der Kathodenfalllänge von der Kathodenspannung zu kennen. Die hier benutzte Glimmentladung wird durch deren Messung charakterisiert.

2.1.2 Der Kathodenfall

Bei Verkürzung des Abstandes Kathode-Anode kann eine Glimmentladung solange weiter brennen, wie dieser Abstand größer als die Kathodenfallraumlänge ist. In diesem Gebiet werden die aus der Kathodenoberfläche durch das Bombardement der aufprallenden Gasionen freigesetzten Sekundärelektronen in dem elektrischen Feld beschleunigt. Diese Elektronen werden durch Stöße mit den Gasatomen wiederum Gasionen erzeugen. In dem Kathodenfallraum wird nicht nur die Energie dieser Strahlelektronen bestimmt, sondern auch die Energieverteilung der Gasionen an der Kathodenoberfläche. Die Kenntnis der Vorgänge in diesem Gebiet ist deswegen wichtig zum Verständnis der Glimmentladung und der Kathodenzerstäubung.

Nach den experimentellen und theoretischen Arbeiten von [4,6], kann das folgende einfache Bild des Kathodenfalls in einer Helium-Entladung gegeben werden:

- * die Feldstärke fällt linear von der Kathode bis zum negativen Glimmlicht ab.
- * die positiven Raumladungen (Ionen) dominieren in dieser Zone, die Elektronendichte ist der hohen Geschwindigkeit wegen sehr klein.
- * die Ionenstromdichte ist viel größer als die Elektronenstromdichte, das Verhältnis beträgt ungefähr 3:1, d.h. $j_{\text{ion}} = (3/4)j$ [4], wobei j die Gesamtstromdichte ist.
- * die Umladungsstöße bestimmen die Beweglichkeit der Ionen.

Die Gasionen bewegen sich im elektrischen Feld mit folgender Driftgeschwindigkeit zur Kathode hin:

$$v_D = \mu E \quad (2,1)$$

$$\mu = q/2m\nu \quad (2,2)$$

dabei ist E die Feldstärke, μ die Beweglichkeit, q die Ladung und ν die Stoßfrequenz der Ionen.

Die Energieverteilung der Gasionen an der Kathodenoberfläche wurde von Davis und Vanderslice [22] für eine Entladung beschrieben, in der:

- * alle Verteilungen über den Entladungsquerschnitt homogen sind (kastenförmige radiale Profile),
- * der symmetrische Umladungsstoß der dominante Stoßprozeß ist (der Wirkungsquerschnitt hängt nicht von der Ionenenergie im relevanten Energie-bereich ab [40]),
- * die Feldstärke linear von der Kathode zum negativen Glimmlicht abfällt.

$$\Gamma(V) = \frac{\varphi_0}{V_c} \frac{L}{2\Lambda} \left(\frac{V_c}{V_c - V} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{L}{\Lambda} \left[1 - \left(1 - \frac{V}{V_c} \right)^{\frac{1}{2}} \right]} \quad (2,3)$$

dabei ist	$\Gamma(V)$	die Energieverteilung des Ionenflusses an der Kathode,
	V	die Energie der Ionen an der Kathode (in Volt),
	φ_0	der Ionenfluß an der Kathode,
	V_c	die Kathodenspannung (in Volt),
	L	die Kathodenfalllänge,
	Λ	die freie Weglänge der Ionen.

Wenn $\Lambda \ll L$ und $V \ll V_c$ gilt die folgende Näherung:

$$\Gamma(V) = \frac{\varphi_0}{V_c} \frac{L}{2\Lambda} e^{-\frac{L}{2\Lambda} \frac{V}{V_c}} = \frac{\varphi_0}{V_m} e^{-\frac{V}{V_m}} \quad (2,4)$$

V_m ist die mittlere Energie der Ionen (in Volt) an der Kathodenoberfläche und hat folgenden Ausdruck:

$$V_m = \frac{\int_0^{V_c} V \Gamma(V) dV}{\int_0^{V_c} \Gamma(V) dV} \approx \frac{2\Lambda V_c}{L} \approx \frac{V_c}{\sigma_c n L} \quad (2,5)$$

dabei ist σ_c der Umladungsquerschnitt und n die Gasdichte. Wie erwartet, ist die mittlere Energie der Ionen proportional zur Kathodenspannung und freien Weglänge, aber umgekehrt proportional zur Kathodenfallänge.

Zwischen Ionenfluß φ_0 und Ionenstromdichte j_{ion} an der Kathode besteht folgender Zusammenhang:

$$j_{ion} = e\varphi_0 \quad (2.6)$$

Daraus ergibt sich:

$$\varphi_0 = \frac{j_{ion}}{e} \approx \frac{3j}{4e}$$

Damit läßt sich die Energieabhängigkeit des Ionenflusses an der Kathode ausdrücken (Vgl. (2,4)):

$$\Gamma(V) = \frac{3j}{4eV_m} e^{-\frac{V}{V_m}} \quad (2,7)$$

2.1.3 Einfluß der Kathodenoberfläche

Die Charakteristik einer Glimmentladung hängt von vielen Faktoren ab, wie z.B. dem Gas, dem Kathodenmaterial und dem Geometriefaktor. Die Kathode kann aber nur durch ihre Oberfläche Einfluß ausüben; deswegen spielt diese Oberfläche und ihr Zustand eine große Rolle in der Glimmentladung.

Um eine selbständige Glimmentladung zu erhalten, wird die Erzeugung genügend vieler Ladungsträger gebraucht. Die folgende Gleichung muß erfüllt werden (siehe z.B.[19]).

$$\gamma(M-1) = 1 \quad (2,8)$$

wobei γ die Sekundärelektronenemission der Kathodenoberfläche,
 M der Verstärkungsfaktor der Elektronen in der Glimmentladung ist.

Von Engel und Steenbeck haben unter bestimmten Voraussetzungen den folgenden Zusammenhang zwischen der Kathodenspannung, der Kathodenfalllänge und dem γ -Wert für eine normale Entladung gefunden[18]:

$$V_n = A \cdot \ln(1 + 1/\gamma) \quad (2,9)$$

$$L_n \cdot p = B \cdot \ln(1 + 1/\gamma) \quad (2,10)$$

wobei L_n die normale Kathodenfalllänge, V_n die normale Kathodenfallspannung, p der Druck, sowie A und B Konstante sind.

Diese Gleichungen zeigen, daß die Kathodenfallspannung und die Kathodenfalllänge vom γ -Wert der Kathodenoberfläche abhängen. Gleichung (2,9) zeigt, daß bei gleichem Strom die Kathodenspannung kleiner ist, wenn der γ -Wert größer ist. Die Kathodenfalllänge ist kürzer. Gleichung (2,10) zeigt übrigens auch, daß das Produkt von Druck mal Kathodenfalllänge $p \cdot L$ nur von der Gasart und dem Elektrodenmaterial abhängt.

Die Sekundärelektronenemission der Kathode hängt nicht nur von dem Material der Kathode, sondern auch vom Zustand ihrer Oberfläche ab. Eine oxydierte Metalloberfläche zum Beispiel zeigt normalerweise große γ -Werte [20]. Eine Glimmentladung mit einer oxydierten Metallkathode hat also unter sonst vergleichbaren Bedingungen eine kleinere Kathodenspannung und eine kürzere Kathodenfalllänge als eine Entladung mit reiner Metallkathode. Infolge der Diskussion im vorigen Abschnitt ist dann die mittlere Ionenenergie an der Kathodenoberfläche auch kleiner.

Um eine Glimmentladung mit einer reinen Metallkathode zu bekommen, wird die Kathode zuerst durch eine Glimmentladung mit hoher Leistung bei niedrigem Druck konditioniert. Bei Beschuß mit energiereichen Ionen kann die oxydierte Kathodenoberfläche zerstäubt und damit gereinigt werden.

2.2 Grundlagen der Laser induzierten Fluoreszenz (LIF)

2.2.1 Allgemeine Theorie der LIF

Hier werden nur die theoretischen Grundlagen der Laser induzierten Fluoreszenz gegeben, die im Verlauf dieser Arbeit benutzt werden. Ausführliche Theorien der LIF können in der Literatur [7,8,23] gefunden werden.

In einem LIF-Experiment, wird ein elektronischer Resonanzübergang der untersuchten Teilchenspezies durch einen Laserstrahl geeigneter Frequenz von einem unteren Zustand in einen oberen Zustand angeregt. Das Fluoreszenzlicht der angeregten Teilchen aus einem bestimmten Volumen kann optisch nachgewiesen werden. Die Dichten und Geschwindigkeitsverteilungen der untersuchten Teilchen werden, wie noch genauer ausgeführt wird, durch die Messung des LIF-Signals ermittelt. Im Vergleich zu anderen Meßmethoden hat die Laser induzierte Fluoreszenz die folgenden Vorteile für die Messung der Dichte- und Geschwindigkeitsverteilungen einer Teilchenart in der Glimmentladung:

- * hohe Empfindlichkeit und spektrale Auflösung,
- * hohe räumliche und zeitliche Auflösung,
- * Unabhängigkeit von den Plasmaparametern (z.B. Elektronentemperatur, etc.).
- * "in situ" Messung ohne Störung des Plasmas.

Die Niveausysteme der ausgewählten Linien vom Magnesium-Atom und -Ion sind in beiden Fällen Zweiniveausysteme. Hier wird deswegen nur ein einfaches Modell von LIF mit einem Zweiniveausystem (Abbildung <2,2>) diskutiert und die folgenden experimentellen Voraussetzungen werden für dieses Modell angenommen:

- * optisch dünne Absorptionslinie
- * keine stoßinduzierten Übergänge
- * spektral homogene Laserenergiedichte
- * räumlich homogene Verteilung der Energiedichte
- * Rechteckprofil der Energiedichte über die Pulszeit

Für dieses einfache Modell haben wir dann die Ratengleichung

$$\frac{dn_2}{dt} = u_\nu (B_{12}n_1 - B_{21}n_2) - A_{21}n_2 \quad (2,11)$$

mit den Nebenbedingungen

$$n = n_1 + n_2 = \text{Konst.}$$

$$n_2(0) = 0$$

wobei n die Gesamteilchendichte

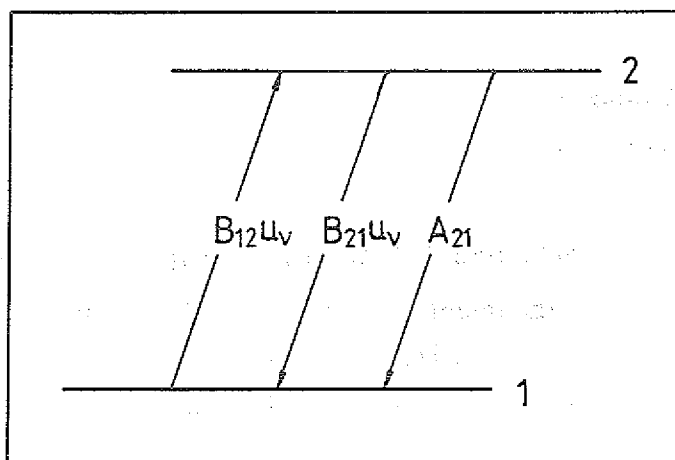
u_ν die Energiedichte des Laserstrahls pro Frequenzeinheit (J.s/m^3)

n_1 die Besetzungsdichte im Grundzustand (m^{-3})

n_2 die Besetzungsdichte im oberen Zustand (m^{-3})

darstellt.

Abb. <2,2>: Schematische Darstellung eines Zweiniveausystems



A_{21} , B_{12} , und B_{21} sind die Einstein Koeffizienten und haben die folgenden Beziehungen:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$$

$$8\pi h \nu^3 B_{21} = A_{21} c^3$$

wobei g_1 und g_2 die statistischen Gewichte der Zustände sind.

Für einen rechteckigen Laserpuls mit der Dauer T_L erhält man die Lösung:

$$n_2(t) = \begin{cases} \frac{ng_2}{g_1 + g_2} \frac{S}{1 + S} (1 - e^{-(1+S)A_{21}t}) & 0 \leq t \leq T_L \\ n_2(T_L) e^{A_{21}(T_L - t)} & t > T_L \end{cases} \quad (2,12)$$

wobei:

$$\begin{aligned} S &= u_v (B_{12} + B_{21}) / A_{21} \\ &= \frac{\Phi(\lambda, t)}{\Phi_0(\lambda)} \end{aligned} \quad (2,13)$$

der Sättigungsparameter ist, mit

$$\Phi_0(\lambda) = \frac{8\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{g_1}{g_1 + g_2} \quad (2,14)$$

der Sättigungsleistungsdichte des Laserstrahls.

Die Laserleistungsdichte, die um die Besetzungsdichte des angeregten Zustands hinreichend zu sättigen ($S = 1$) benötigt wird, kann durch (2,14) berechnet werden. Die Sättigungsleistungsdichten für die zwei ausgewählten Magnesiumlinien sind folgende Werte:

$$\text{MgI:} \quad \Phi_0(285 \text{ nm}) = 19,8 \text{ kW/cm}^2 \text{ nm}$$

$$\text{MgII:} \quad \Phi_0(279 \text{ nm}) = 29,2 \text{ kW/cm}^2 \text{ nm}$$

Die Gesamtzahl der Fluoreszenzphotonen ist dann:

$$\begin{aligned}
 N_P &= \int_0^\infty n_2 A_{21} dt \\
 &\approx \frac{ng_2}{g_1 + g_2} (T_L A_{21} + 1) \quad T_L \gg 1/A_{21}, S \gg 1 \\
 &\approx \frac{ng_2}{g_1 + g_2} T_L A_{21} S \quad T_L \gg 1/A_{21}, S \ll 1
 \end{aligned} \tag{2,15}$$

Von Gleichung (2,15) können die folgenden Schlußfolgerungen abgeleitet werden:

- * Das Fluoreszenzsignal ist proportional zur Teilchendichte und ist unabhängig von der Laserenergie, wenn der Sättigungsparameter viel größer als 1 ist. In diesem Fall, hat die Laserenergie und ihre Fluktuation keinen Einfluß auf die Fluoreszenz.
- * Wenn der Sättigungsparameter S viel kleiner als 1 ist, wird das Fluoreszenzsignal sowohl proportional zur Teilchendichte als auch zum Sättigungsparameter, der proportional zur Laserenergie ist. Diese Eigenschaft ermöglicht, wie später gezeigt wird, eine Kalibrierung der absoluten Teilchendichte des Magnesiums mit Rayleigh-Streuung.

In Bezug auf die Abweichungen von diesem Modell beim Einsatz von gepulsten Lasern, deren Pulsdauer T_L nicht viel größer als $1/A_{21}$ ist, kann auf die schon erwähnte Literatur[8,34,35] verwiesen werden.

2.2.2 Messung der Dichte und Geschwindigkeitsverteilung

Die untersuchten Teilchen haben normalerweise ein Spektralprofil ihrer Absorptionslinie, das einer Geschwindigkeitsverteilung, auf Grund des Dopplereffekts entspricht:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = v_n \lambda / c \quad (2,16)$$

wobei λ die beobachtete Absorptionswellenlänge
 λ_0 die Resonanzlinie des Teilchens,
 v_n die Geschwindigkeit des Teilchens in Richtung des Laserstrahls,
 $\Delta\lambda$ die Dopplerverschiebung ist.

Im vorigen Modell (Vgl. Gleichung (2,11)) ist u_ν eine Funktion von der Wellenlänge der Laserstrahlung. Die Spektralcharakteristik der LIF ändert sich mit der des Lasers. Es existieren zwei extreme Fälle in einem LIF-Experiment.

- a. schmalbandige Laserstrahlung ($\Delta\lambda_L \ll \Delta\lambda_D$): d.h. die Spektralbreite des Lasers ist viel schmäler als die Dopplerbreite der Absorptionslinie des Teilchens. Im diesem Fall werden nur die Teilchen, deren Absorptionslinie resonant mit der Laserwellenlänge ist (dies entspricht einer bestimmten Geschwindigkeit), angeregt und ihre Fluoreszenz detektiert. Abbildung <2,3>. Durch Verschiebung der Laserwellenlänge kann das Absorptionsprofil der Teilchen abgetastet werden und aus dem entsprechenden Profil wird sich die Geschwindigkeitsverteilung ergeben. Hier muß der Sättigungsparameter genügend klein sein, weil sonst zu starke Sättigungsverbreiterung eintritt, deren detaillierte Beschreibung in [23] gefunden werden kann.

- b. breitbandige Laserstrahlung ($\Delta\lambda_L \gg \Delta\lambda_D$): Mit diesem Strahl können alle Teilchen vom Ausgangszustand angeregt werden. Die Fluoreszenz ist dann unabhängig von der Geschwindigkeitsverteilung und der gesamten Teilchendichte (Abbildung <2,3c>) proportional.

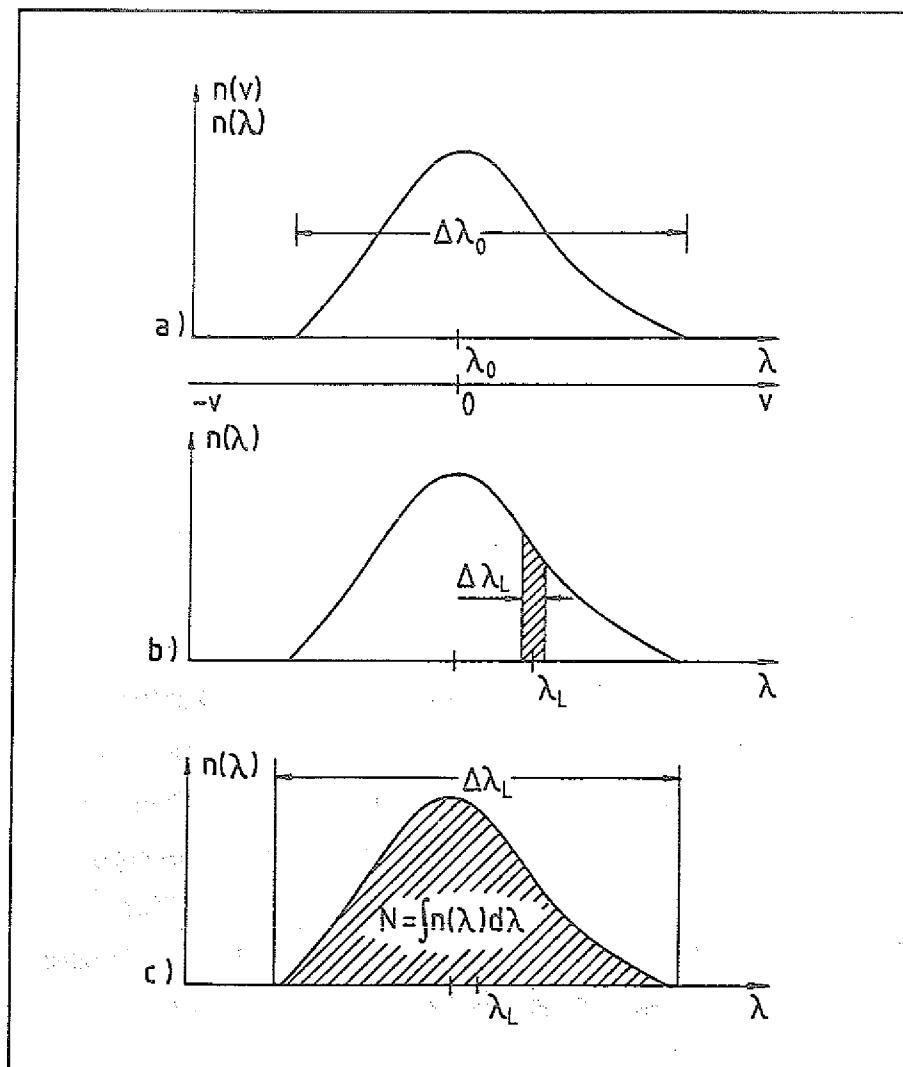


Abb. <2,3>: Schematische Darstellungen der Messung der Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung.

- a.) Geschwindigkeitsverteilung des Teilchens.
- b.) Messung der Geschwindigkeitsverteilung.
- c.) Messung der Dichteverteilung

2.2.3 Eichung der Laser-induzierten Fluoreszenz durch Rayleigh-Streuung

A. Physikalische Grundlagen

Die Eichung der Laser-induzierten Fluoreszenz ist immer ein schwieriges Experimentalproblem. Eine der einfachsten Methoden ist die Rayleigh-Streuung in einem Gas bekannter Dichte. Das Streulicht einer Laserstrahlung in einem Gas ist im folgenden Zusammenhang mit der Streugasdichte n_R und Lasersenergie E_R : [24,25]

$$S_R = G_R E_R n_R \sigma_R P_R \quad (2,17)$$

wobei S_R das Rayleigh-Streusignal,
 G_R die experimentellen Faktoren (z.B. Raumwinkel des Beobachtungssystems, Streuvolumen ...),
 σ_R der Streuquerschnitt,
 P_R ein Polarisationsfaktor sind.

Der Streuquerschnitt hängt wie folgt von der Laserwellenlänge λ und vom Brechungsindex $\tilde{n}$ ab [25,58]:

$$\sigma_R = \frac{8\pi^3}{3n_R^2} \frac{(\tilde{n}^2 - 1)^2}{\lambda^4} \quad (2,18)$$

Hier ist n_R die Streugasdichte und $\tilde{n}$ der Brechungsindex bei Atmosphärendruck.

Der Polarisationsfaktor hängt von dem Streuwinkel ab: $P_R = 3/2 \sin^2 \alpha$ (siehe [26,27]). Im unserem Fall, $\alpha = \pi/2$ und $P_R = 3/2$.

Ähnlicherweise kann das nicht-gesättigte LIF-Signal in Zusammenhang mit der unbekannten atomaren Dichte n_F und der Laserenergie E_F beschrieben werden:

$$S_F = G_F E_F n_F \sigma_F P_F \quad (2,19)$$

wobei G_F die experimentellen Faktoren
 σ_F der Wirkungsquerschnitt
 P_F der Polarisationsfaktor [26,27] sind.

Der Wirkungsquerschnitt ist [28]:

$$\sigma_F = \frac{K_\lambda}{n_F} = \pi r_e^2 \lambda_0^2 f_{12} L(\lambda - \lambda_0) \quad (2,20)$$

mit K_λ Absorptionskoeffizient,
 r_e klassischem Elektronradius,
 λ_0 Wellenlänge der Linienmitte,
 f_{12} Oszillatorenstärke,
 $L(\lambda - \lambda_0)$ normiertem Linienprofil um λ_0 .

Wenn die folgenden Voraussetzungen für die Laser-induzierte Fluoreszenz und für das Rayleigh-Streuexperiment erfüllt sind, nämlich

- * gleiche Laserwellenlänge,
- * gleiches Streuvolumen und Beobachtungssystem,
- * gleiche Empfindlichkeit des Detektors und des elektrischen Kreises,

dann ist

$$G_R = G_F$$

und aus Gleichung (2,17) und Gleichung (2,19), erhält man

$$n_F = \frac{\sigma_R}{\sigma_F} \frac{P_R}{P_F} \frac{E_R}{E_F} \frac{S_F}{S_R} n_R \quad (2,21)$$

Mit dieser Gleichung kann die unbekannte Teilchendichte berechnet werden. Nur auf einen Punkt muß man aufpassen: das LIF-Signal soll unter der Bedingung $S \ll 1$ gemessen werden, sonst ist das Signal von der Laserenergie unabhängig und der Einfluß der Lasersenergie kann von den übrigen experimentellen Faktoren nicht mehr getrennt werden. In diesem Fall kann Gleichung (2,21) nicht benutzt werden.

B. Überlegungen zu den MgI- und MgII-Linien

Die Energieniveaus der ausgewählten Linien vom Magnesiumatom (MgI) und vom Magnesiumion (MgII) sowie die entsprechenden Fein- und Hyperfeinstrukturen werden in Abbildung <2,4> gezeigt[30,36]. Es sind in beiden Fällen Zweiniveausysteme mit dem Grundzustand als unterem Zustand. Die Wellenlänge und Übergangswahrscheinlichkeit sowie die Oszillatorenstärke der Linien sind in der Literatur [29,31] wie folgt angegeben:

$$\text{MgI: } \lambda = 285,2127 \text{ nm, } A_{21} = 5,2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}, \quad f_{12} = 1,9$$

$$\text{MgII: } \lambda = 279,5528 \text{ nm, } A_{21} = 2,7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}, \quad f_{12} = 0,627$$

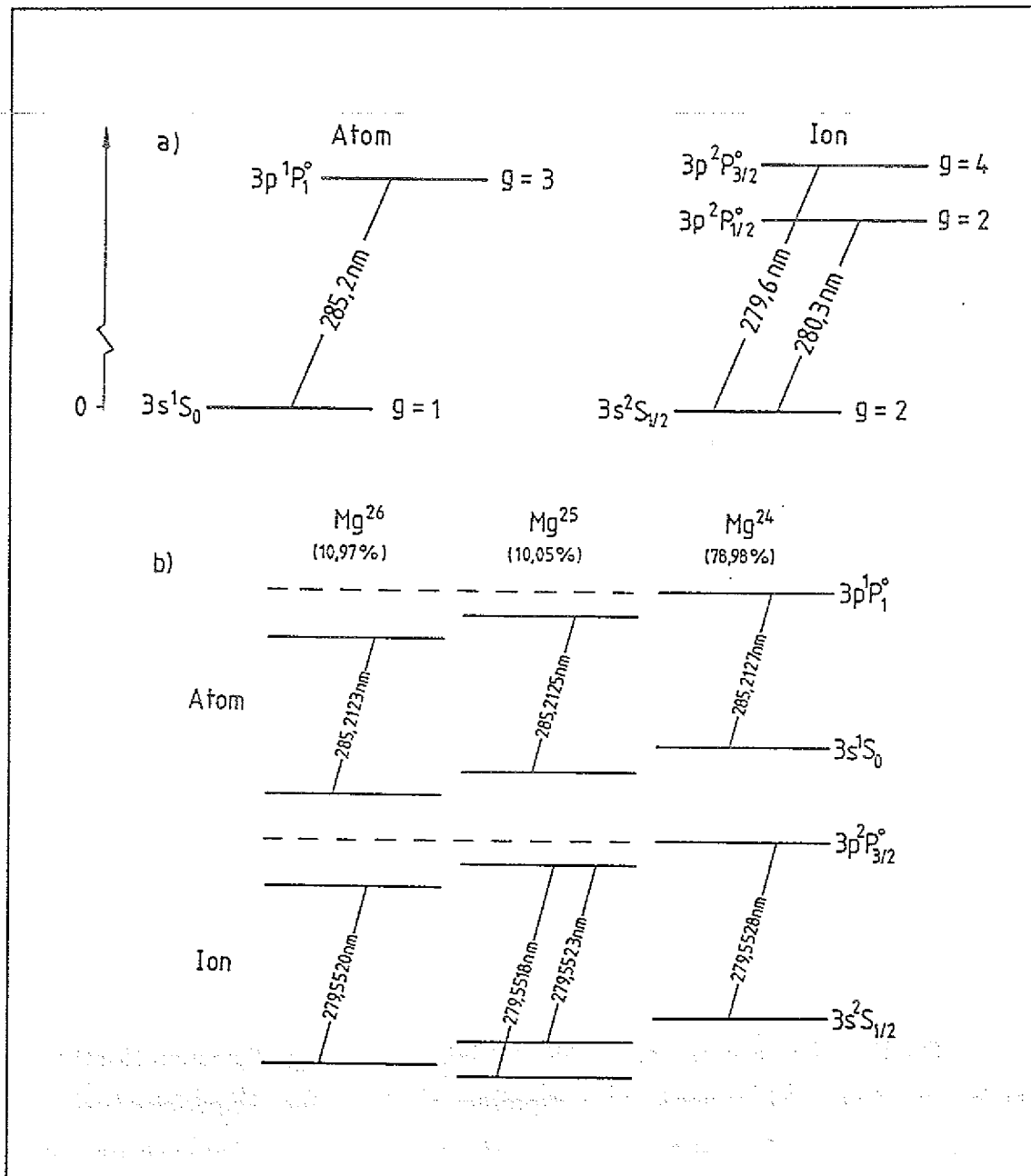


Abb. <2,4>: a) Energiediagramm von MgI (links) und MgII (rechts),
b) Hyperfeinstrukturen von MgI (oben) und MgII (unten).

Die Linie von MgI hat keine Feinstruktur. Die Feinstrukturaufspaltung der MgII-Linie beträgt 0,7176 nm und ist viel breiter als die Dopplerverbreiterung. Im Vergleich zur

Halbwertsbreite der Laserlinie sind die Hyperfeinstrukturen des Magnesiums enger und können nicht aufgelöst werden. Das Magnesium besteht zu ~80% aus dem Isotop Mg^{24} und die Wellenlängenverschiebungen der anderen Isotopen sind gering; aus diesem Grund sind sie hier vernachlässigbar.

Der Streuquerschnitt σ_R von Argon wird nach (2,19) mit der relevanten Wellenlänge und dem Brechungsindex aus [32] berechnet. Der Wirkungsquerschnitt σ_F (2,20) wird mit einem Dopplerlinienprofil bei Zimmertemperatur (300 K) berechnet. Die entsprechenden Querschnitte haben die folgenden Werte:

$$\begin{aligned}\sigma_R(285,2\text{nm}) &= 6,1 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2 & \sigma_R(279,6\text{nm}) &= 6,6 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2 \\ \sigma_F(285,2\text{nm}) &= 1,8 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2 & \sigma_F(279,6\text{nm}) &= 5,8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2\end{aligned}$$

Die optische Dicke hat nach [28] folgenden Ausdruck:

$$D = \sigma_F n \ell \quad (2,22)$$

dabei ist ℓ die Absorptionslänge. $D=1$ entspricht den folgenden Werten. Unterhalb dieser Grenze ist die Voraussetzung von einer optisch dünnen Schicht (siehe Abschnitt 2.2.1) erfüllt.

$$\text{MgI:} \quad n\ell = 5,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2};$$

$$\text{MgII:} \quad n\ell = 1,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}.$$

Die Polarisationsfaktoren betragen jeweils nach [27]:

$$P_F = 1,5 \quad \text{für die MgI-Linie,}$$

$$P_F = 1,25 \quad \text{für die MgII-Linie.}$$

2.3 Die Zerstäubung

2.3.1 Zerstäubungstheorie

Bereits im vorigen Jahrhundert beobachtete man bei Gasentladungen, daß die Kathode nach einer gewissen Betriebsdauer Erosionserscheinungen zeigte. Die damals sogenannte "Kathodenzerstäubung" ist jetzt ein generell erkanntes Phänomen in vielen Prozessen. Beim Zerstäubungsprozeß dringt ein energiereiches Teilchen durch eine Festkörperoberfläche ein und überträgt seine kinetische Energie durch mehrere Stöße auf die Atome des Festkörpers, die ihrerseits mit Nachbaratomen stoßen. Es entsteht bei hinreichend hoher primärer Teilchenenergie eine sogenannte "lineare Stoßkaskade", die sich solange ausbreitet, bis die primäre kinetische Energie auf die Atome des Festkörpers übertragen ist. Wenn ein Atom die Oberfläche des Festkörpers erreicht und die übertragene Energie größer als die Oberflächenbindungsenergie ist, kann dieses Atom den Festkörper verlassen. Die Entstehung und die Physik von linearen Stoßkaskaden ist z.B. von Sigmund in [33] ausführlich beschrieben worden.

Bei den Zerstäubungsprozessen gibt es eine Schwellenenergie: wenn die Energie der einfallenden Ionen unter dieser Energie liegt, werden keine Teilchen freigesetzt. Bei Ionenenergien im Bereich der Schwellenenergie der Zerstäubung gilt die lineare Theorie nicht mehr, weil die Ionenenergie so klein ist, daß sich die Stoßkaskaden nicht mehr entwickeln können. Für Zerstäubung mit leichten Ionen nahe der Schwellenenergie haben Bay [38] und Bohdansky et al. [39] eine empirische Funktion für die Zerstäubungsausbeute angegeben:

$$Y(E) = Q(M_1, M_2, E_B) f(E) \quad (2,23)$$

$$Q(M_1, M_2, E_B) \approx a \cdot M_2 \gamma^{5/3}$$

dabei sind M_1 die Masse der primären Ionen (in atomarer Masseneinheit),
 M_2 die Masse der Targetatome (in atomarer Masseneinheit),

E_B die Oberflächenbindungsenergie,

$E = V/V_{th}$ der Energieparameter der einfallenden Ionen,

wobei V die Ionenenergie und V_{th} die Schwellenenergie ist,

$\gamma = 4M_1M_2/(M_1 + M_2)^2$,

$a \approx 0,75$, ein Anpassungsfaktor [39].

$f(E)$ ist eine universale Zerstäubung-Energie-Kurve und hat folgenden Ausdruck:

$$f(E) \approx 8.5 \cdot 10^{-3} E^{\frac{1}{4}} \left(1 - \frac{1}{E}\right)^{\frac{7}{2}} \quad (2,24)$$

Die Schwellenenergie hängt von der Bindungsenergie E_B des Targetatoms ab und hat folgenden Ausdruck:

$$V_{th} = E_B / (1 - \gamma) \quad (2,25)$$

2.3.2 Kathodenzerstäubung in der Glimmentladung

In einer Glimmentladung, wird die Kathodenoberfläche hauptsächlich durch die Gasionen mit einer mittleren Energie nach (2,5) bombardiert und zerstäubt. Nach der Zerstäubungstheorie sind die folgenden drei Größen für diesen Prozeß wichtig:

- * die Ionenenergie
- * die Bindungsenergie der Oberflächenatome der Kathode
- * das Massenverhältnis der Ionen und Oberflächenatome.

Diese drei Größen hängen in der Glimmentladung alle sehr stark vom Oberflächenzustand der Kathode ab. Hier werden nun die Unterschiede zwischen einer rein metallischen und einer oxydierten Oberfläche kurz diskutiert.

- * Im 2.1.3 haben wir den Schluß gezogen, daß die mittlere Ionenenergie an der Kathode mit einer oxydierten Oberfläche kleiner ist als mit einer Metalloberfläche.
- * Die Bindungsenergie eines Metalloxyds ist größer als die des Metalls, was dazu führt, daß die Schwellenenergie der Zerstäubung eines Metalloxyds auch größer ist.

Der differentielle Fluß Ψ der abgestäubten Magnesiumatome aus der Kathode pro Energieeinheit der Heliumionen auf die Kathode ergibt sich aus dem Produkt der Zerstäubungsausbeute (2,23) mit dem Fluß der Heliumionen an der Kathode (2,7):

$$\Psi(E) = Y(E) \cdot \Gamma(E) = C \cdot E^{\frac{1}{4}} \left(1 - \frac{1}{E}\right)^{\frac{7}{2}} e^{-\frac{V_{th}}{V_m} E} \quad L \gg \Lambda \quad (2,26)$$

$$C = 4,78 \cdot 10^{-3} \frac{M_2}{e} \frac{V_{th}}{V_m} j \cdot \gamma^{\frac{5}{3}}$$

wobei j der Strom in A/cm² und V_m die mittlere Ionenenergie ist.

Die Ionenenergie $E_{\Psi_{\max}}$ (in Einheiten der Schwellenenergie), bei der der differentielle Atomfluß sein Maximum hat, wird als Funktion der mittleren Ionenenergie V_m in Abbildung <2,5> dargestellt. In der Entladung gibt es mehr Ionen mit niedriger Energie als mit höherer Energie. Die Zerstäubungsausbeute ist aber größer bei den Ionen mit höherer Energie. Aus der Zusammenlegung dieser zwei entgegengerichteten Effekte, nämlich der Zahl der Ionen bestimmter Energie und der entsprechenden Zerstäubungsausbeute, ergibt sich ein maximaler Atomfluß bei $E_{\Psi_{\max}}$. Die Ionen, die mit dieser Energie auf die Kathode treffen, leisten den größten Beitrag zur Kathodenzerstäubung. $E_{\Psi_{\max}}$ ist deutlich größer als die mittlere Ionenenergie bei $V_m/V_{th} \ll 1$. Bei $V_m/V_{th} > 1$ ist $E_{\Psi_{\max}}$ nur

etwas größer als die mittlere Energie und fast proportional zur V_m . D.h. die maximale Kathodenzerstäubung wird durch die Ionen verursacht, deren Energie etwas größer als die mittlere Ionenenergie ist. In unserer Entladung, in der V_m/V_{th} im Bereich von 0,3 - 1 liegt, tragen die Ionen bei ungefähr doppelter Schwellenenergie zur maximalen Kathodenzerstäubung bei.

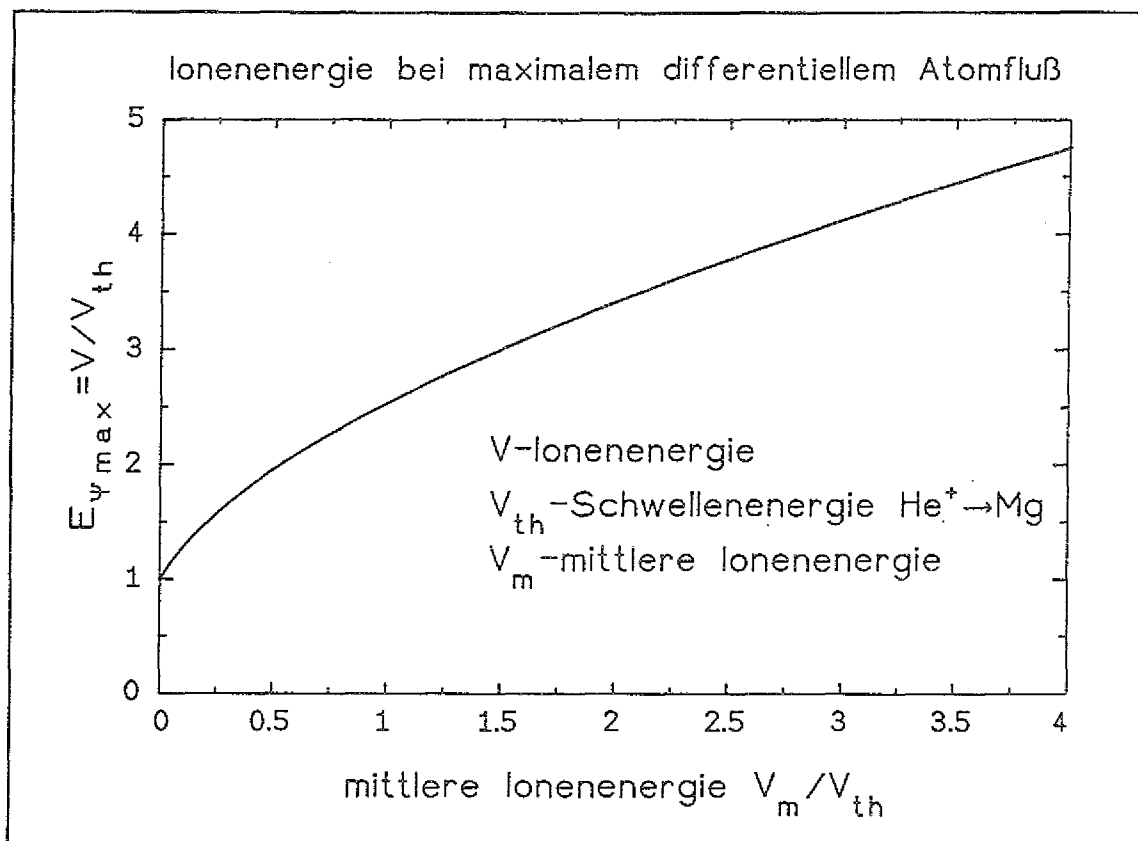


Abb.<2,5> Ionenenergie bei maximalem Fluß der abgestäubten Atom.

Der gesamte Magnesiumatomfluß ϕ ergibt sich aus der Integration des differentiellen Atomflusses von der Schwellenenergie $E=1$ bis zur maximalen Ionenenergie $E_c = V_c/V_{th}$, wobei V_c die Kathodenspannung ist.

$$\phi = \int_1^{E_c} \psi(E) dE = C \cdot \int_1^{E_c} E^{\frac{1}{4}} \left(1 - \frac{1}{E}\right)^{\frac{7}{2}} e^{-\frac{V_{th}}{V_m} E} dE \quad (2,27)$$

In einem Zerstäubungsexperiment, in dem hochenergetische Ionen benutzt werden, gibt es keinen sehr großen Unterschied in der Zerstäubungsausbeute zwischen Metall und Metalloxyd (z.B. $Y(\text{Mg})/Y(\text{MgO})=7$ [10,37], wurde mit Argon bei 5 keV gemessen). In einer Glimmentladung, in der die mittlere Energie der Ionen gerade im Bereich der Schwellenenergie liegt, wird jedoch eine größere Abweichung zwischen den beiden Fällen erwartet. Abbildung <2,6> zeigt die Abhängigkeit des Atomflusses vom Verhältnis der mittleren Ionenenergie zur Schwellenenergie.

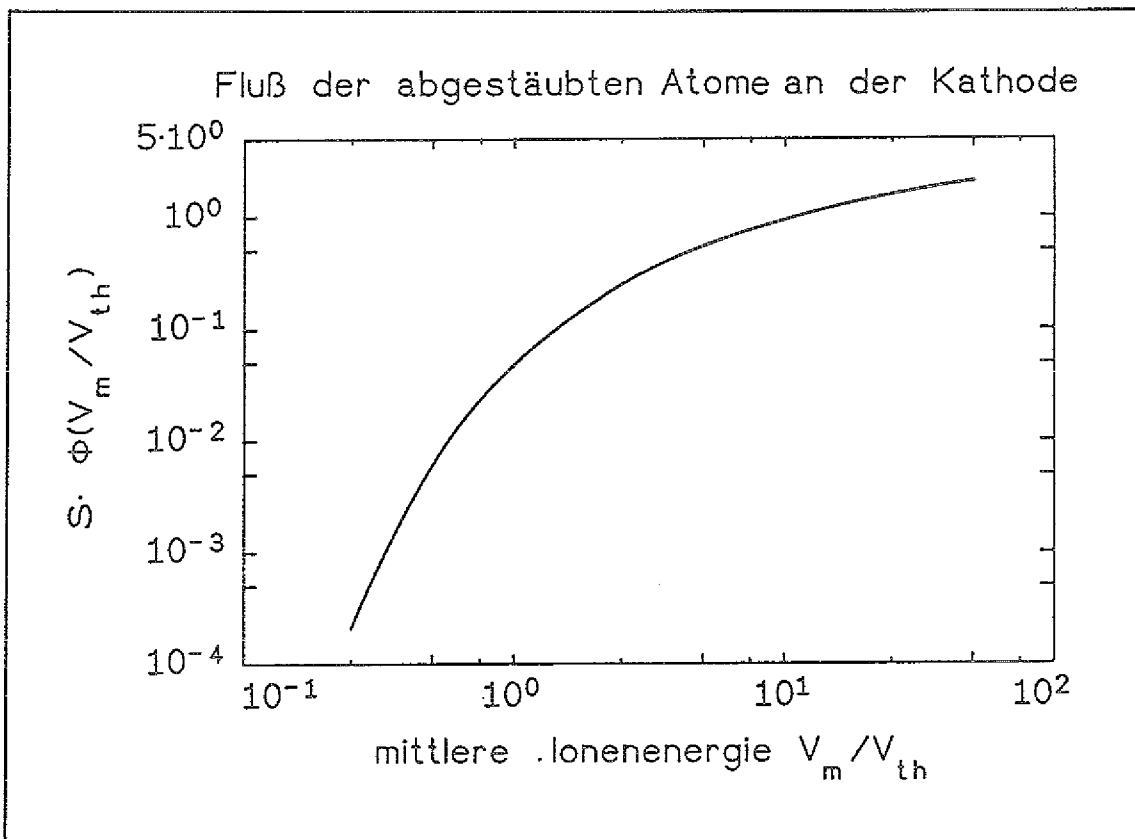


Abb. <2,6> Abhängigkeit des Atomflusses vom Verhältnis der mittleren Ionenenergie zur Schwellenenergie. S ist eine Konstante und hängt vom Strom und γ ab.

3. Experimenteller Aufbau

Der Gesamtaufbau dieses Experiments (Abbildung <3,1>) besteht hauptsächlich aus vier Teilen:

- a. Glimmentladungsanordnung,
- b. Lasersystem,
- c. Beobachtungssystem,
- d. Meßsignalverarbeitung

Die Glimmentladung ist eine stationäre Glimmentladung mit zwei planen Elektroden, parallel zueinander in der Versuchskammer.

Das Lasersystem liefert einen UV-Puls (280 nm, 15 ns) mit einer Wiederholungsfrequenz von 5 - 10 Hz. Der Puls wird mit zwei Umlenkspiegeln durch die Versuchskammer, in der sich die Glimmentladung befindet, gerichtet. Das Fluoreszenzlicht wird in der Richtung senkrecht zur Laserstrahlung durch ein optisches System auf einem gepulsten Photomultiplier abgebildet und erfasst. Das zeitaufgelöste elektrische Signal vom Multiplier wird mit einem Boxcar-Integrator verarbeitet und auf einem Schreiber registriert.

Für die Messung der Dichteverteilung der Magnesium-Atome und -Ionen, wird die Laserpulsenergie mit einem Kalorimeter (für Pulsenergien $\geq 20 \mu\text{J}$) bzw. einer Photodiode (für Pulsenergien $< 20 \mu\text{J}$) hinter der Versuchskammer gemessen. Vor der Versuchskammer gibt es eine zweite Diode, um die Laserenergie zu bestimmen. Mehrere Blenden innerhalb und außerhalb der Versuchskammer ermöglichen die Justierung des Laserstrahls und vermindern das Streulicht.

Für die Messung der Driftgeschwindigkeit der Magnesiumionen, werden die Elektroden umgekippt. Die Laserpulsenergie wird mit derselben Photodiode vor der Versuchskammer gemessen. Ein HeNe-Laser, konzentrisch mit dem UV-Laserstrahl, trägt zur Justierung durch das Loch in der Kathode bei.

Die detaillierte Beschreibung dieser vier Teile kann in den folgenden Abschnitten gefunden werden.

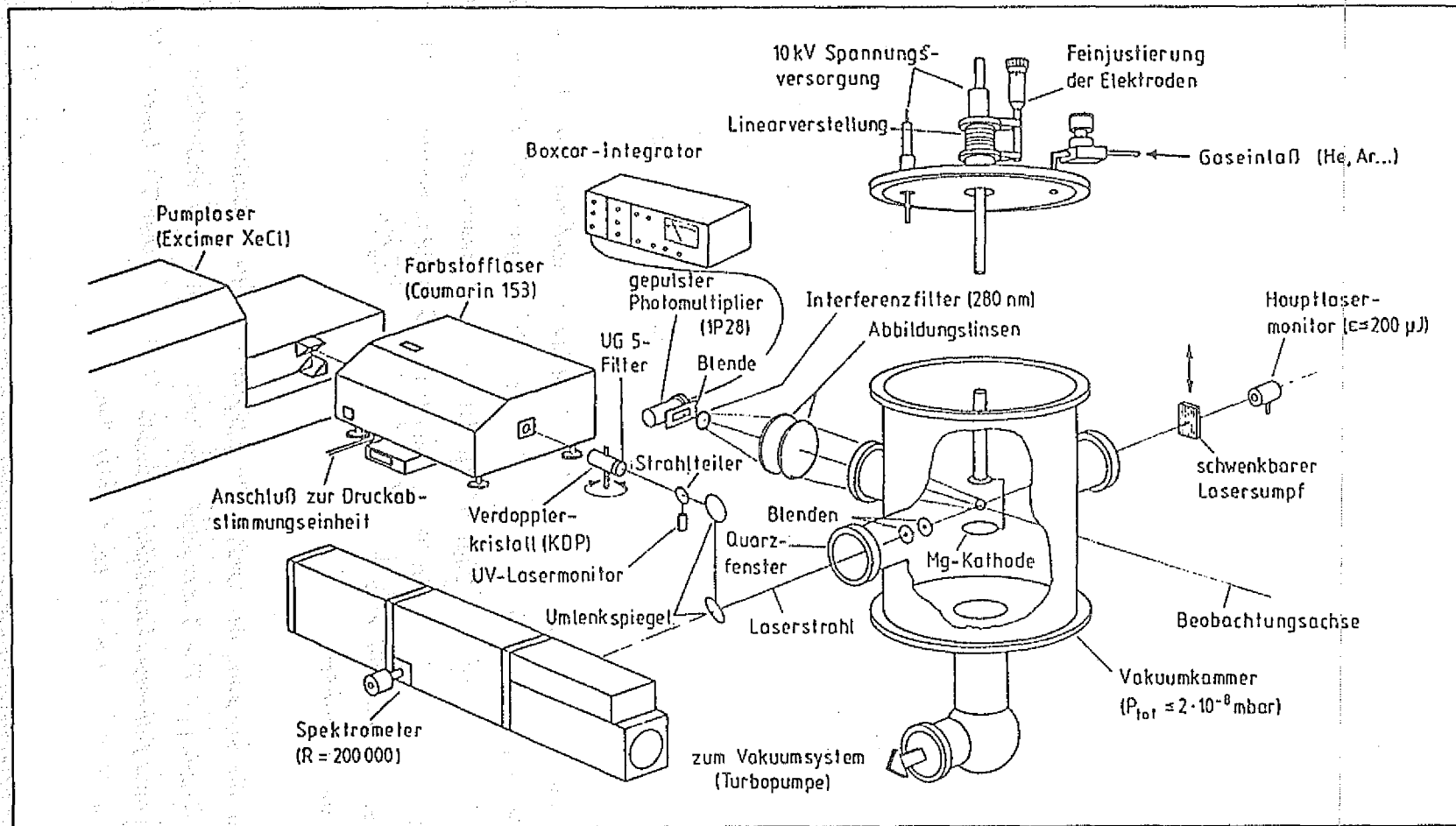


Abb.<3,1>: Gesamtaufbau des Experiments

3.1 Die Glimmentladungsanordnung

3.1.1 Vakuumsystem

Das Vakuumsystem besteht aus einer Versuchskammer, einem Pumpsystem und einem Gaseinlaßsystem. Abbildung <3,2>.

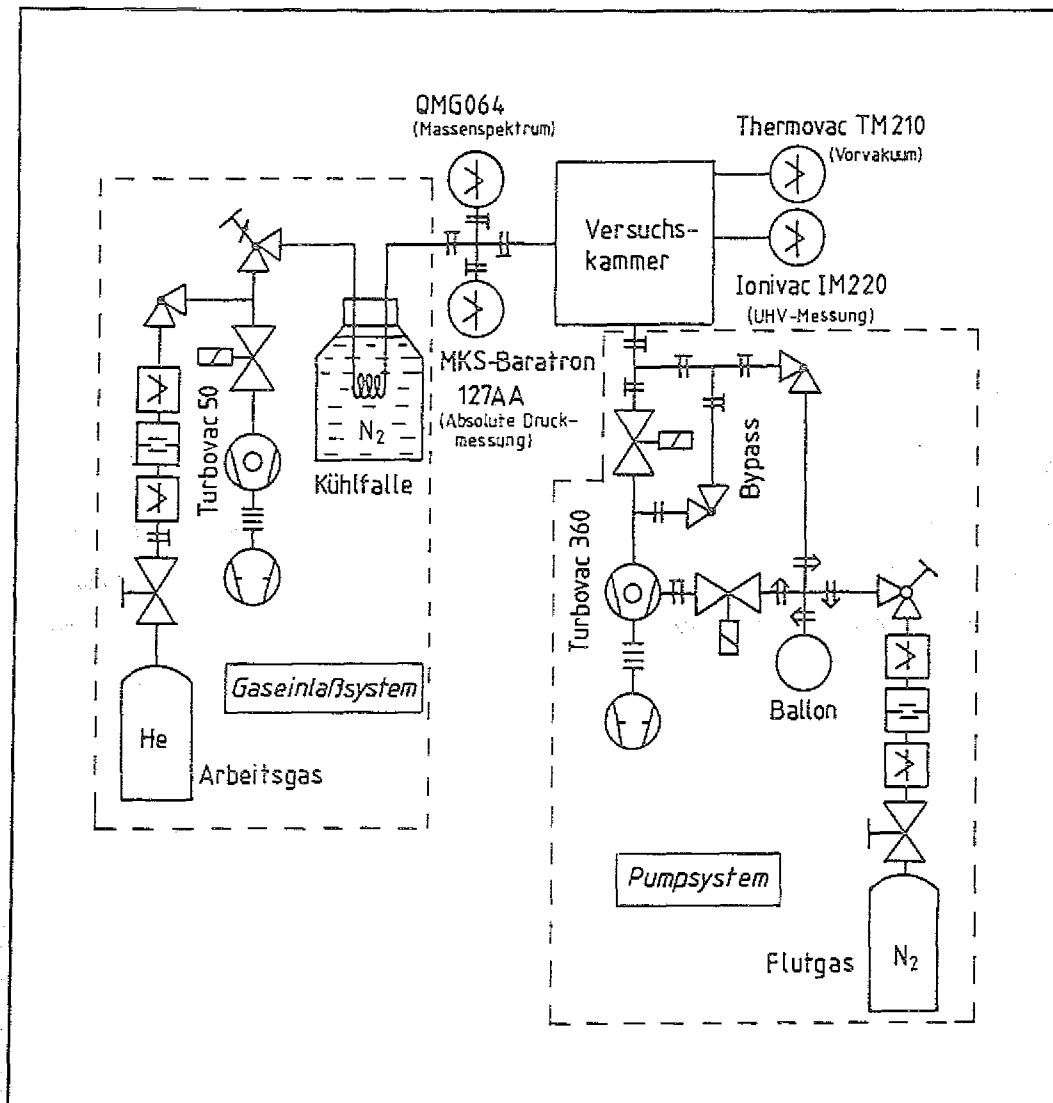


Abb. <3,2> Schematische Darstellung des Vakuumsystems

Die Versuchskammer aus Edelstahl hat eine zylindrische Form mit einem inneren Durchmesser von 300 mm und einer Höhe von 450 mm. Sie ist mit zahlreichen Flanschen für Pumpen, Vakuummeter und Beobachtungsfenster versehen. Auf dem unteren Flansch der Versuchskammer ist ein Schiebeventil angeschlossen, durch das die Kammer mit einer Turbomolekularpumpe (LH, Turbovac 360) evakuiert werden kann. Nach Ausheizen der Apparatur kann ein Basisdruck von 10^{-8} mbar erreicht werden.

Während der Glimmentladung wird das Schiebeventil geschlossen. Das Heliumgas wird durch ein Nadelventil, mit dem der Gasfluß fein justiert werden kann, in die Kammer eingelassen. Der Druck wird mit einem Baratron-Vakuummeter (MKS, Baratron-127AA) gemessen. Um zu vermeiden, daß der Anteil der Verunreinigungsgasen, die durch Ionenzerstäubung von den Wänden der Versuchskammer desorbiert werden können, zu weit zunimmt, wurde die Vakuumkammer durch einen Bypass (Drosselventil) mit der Turbomolekularpumpe verbunden. Das Heliumgas wird durch diesen Bypass kontinuierlich abgepumpt und eine ständige Erneuerung des Gases wird dadurch erreicht.

Das Heliumgas, das in den Versuchen benutzt wird, hat eine Reinheit von 99,9997% (5,7). Es wurde experimentell festgestellt, daß der Partialdruck von Sauerstoff und Wasserdampf unter 10^{-7} mbar bleiben muß, um eine stabile und reproduzierbare Glimmentladung zu erhalten. Diese Bedingung erfordert, daß das Heliumgas vor dem Einlaß weiter gereinigt werden muß. Eine Kühlfalle, die in flüssigen Stickstoff gesetzt wird, wurde zu diesem Zweck in die Zuleitung gebaut. Die Sauerstoff- und Wasser-Moleküle werden, der niedrigen Temperatur der Falle wegen, in der Falle kondensiert und können nicht in die Versuchskammer kommen.

3.1.2 Aufbau der Elektroden

Um die Dichteverteilungen der Magnesium-Atome und -Ionen in der Glimmentladung, insbesondere im Kathodenfallraum, zu messen, müssen die Parameter der Glimmentladung so gewählt werden, daß der Kathodenfall länger als der Durchmesser des Laserstrahles (ca. 2 mm) ist. In unseren Experimenten wurde deshalb der Druck für die Fluoreszenzmessungen im Bereich von 0,5 mbar bis zu 1,4 mbar gewählt.

Die Entfernung zwischen Kathode und Anode soll mindestens so groß sein, daß die Anode nicht in dem negativen Glimmlicht liegt. Bei 0,5 mbar beträgt die normale Kathodenfalllänge bereits 30 mm. Unter Berücksichtigung des negativen Glimmlichts sollte eine Entfernung zwischen den Elektroden von 80 mm vernünftig sein. Der Durchmesser der Elektroden muß mit dem Elektrodenabstand vergleichbar sein, damit eine räumlich homogene Glimmentladung zwischen die Elektroden gewährleistet wird. In diesem Experiment sind die Elektrodenscheiben 62 mm groß.

Die Messungen werden in einem niedrigen Stromdichtebereich ($< 0,5 \text{ mA/cm}^2$) durchgeführt. Der entsprechende Kathodenspannungsbereich liegt zwischen 80 V und 1,2 kV. In diesem Bereich ist die Glimmentladung stabil und reproduzierbar. Die Heizung der Kathode und des Entladungsgases ist der niedrigen Leistung wegen vernachlässigbar. Die Dichte der zerstäubten Magnesiumatome und -ionen ist zwar niedrig, die hohe Empfindlichkeit der Laser induzierte Fluoreszenz ermöglicht es jedoch, in diesem Bereich zu messen.

Für die Messung der Dichteverteilung wird der Laserstrahl senkrecht zur Driftgeschwindigkeit der Ionen, d.h. parallel zur Kathode, geführt. Die Messung der Driftgeschwindigkeit der Magnesiumionen dagegen erfordert einen Laserstrahl senkrecht zur Kathode, d.h. parallel zum elektrischen Feld. Die zwei verschiedenen Aufbauten der Elektroden und die Überlegungen zur Unterdrückung des Falschlichts werden in den folgenden Abschnitten für beide Fälle im Detail beschrieben.

A. Für die Dichtemessung

Abbildung <3,3> zeigt den detaillierten Aufbau der Elektroden für die Dichtemessung. Am oberen Flansch der Versuchskammer ist eine Hochspannungsdurchführung an einen Metallbalg angeflanscht. Diese elektrische Durchführung ist mit einem Edelstahlstab verlängert. Der Stab ist mit einem Keramikrohr isoliert. Auf dem Ende des Stabes hängt die Kupfer-Anode (Durchmesser: 62 mm). Die Kathode befindet sich in einem Keramikteller, der als Isolierung dient. Dieser Keramikteller ist mittels dreier Vespelstücke am Stab befestigt (parallel zur Anode). Die Entfernung zwischen Kathode und Anode kann durch Austausch der Vespelstange wahlweise geändert werden.

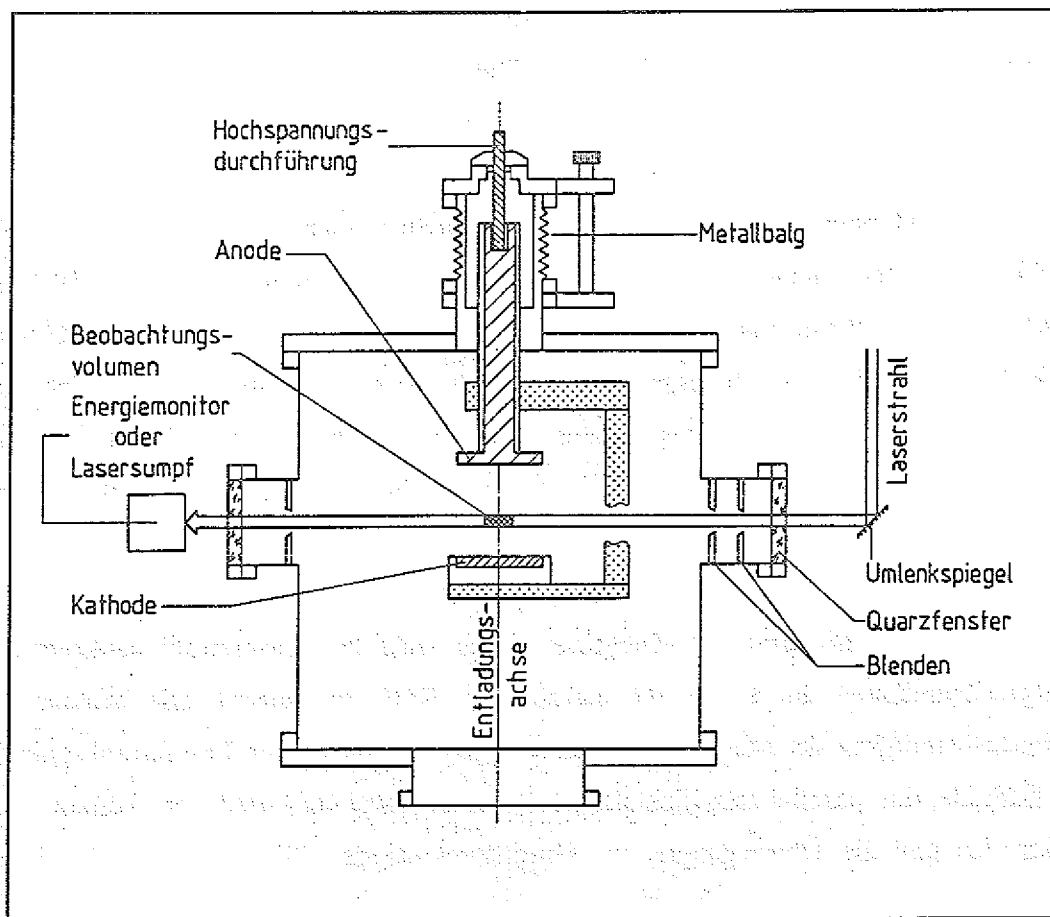


Abb.<3,3> Detaillierter Aufbau der Elektroden für die Dichtemessung.

Um die räumliche Dichteverteilung zu messen, wird der Metallbalg, also auch die beiden Elektroden, in senkrechter Richtung zur Laserachse verschoben. Diese Linearverstellung ermöglicht es, das Dichteprofil der Magnesium-Atome und-Ionen auf der Achse der Glimmentladung ohne Änderung der Laserachse und des Beobachtungssystems aufzunehmen. Die Genauigkeit dieser Linearverstellung ist ungefähr 0,1 mm.

Die Laserachse ist durch die Mitte der beiden symmetrischen Fenster bestimmt und liegt parallel zur Kathode. Zwei Blenden sind hinter dem Eingangsfenster angebracht. Um das Streulicht der Laserstrahlung vom Austrittsfenster und Objekten außerhalb der Versuchskammer zu unterdrücken, wurde eine zusätzliche Blende mit 5 mm-Bohrung vor das Austrittsfenster gebaut.

B. Für die Geschwindigkeitsmessung

Abbildung <3,4> zeigt die Konfiguration der Elektroden für die Messung der Geschwindigkeitsverteilung. In dieser Anordnung wird die Hochspannungsdurchführung, auf der die Elektroden aufgebaut sind, mit der Linearverstellung auf den seitlichen Flansch der Versuchskammer montiert. Das Eintrittsfenster und die Achse der Laserstrahlung bleibt wie bei der Dichtemessung. In der Mitte der Elektroden und des Keramiktellers wurde ein Loch mit einem Durchmesser von 5 mm gebohrt. Der Laserstrahl geht durch diese Löcher und trifft auf eine schwarze Glasscheibe (Dicke: 1 mm), die in den Edelstahlstab hinter der Anode eingebaut ist. Diese Glasscheibe absorbiert einen Teil des Strahls. Unter einem Winkel von 90° wird die übrige Laserstrahlung nach unten reflektiert und in einem Lasersumpf absorbiert.

Die Laser induzierte Fluoreszenz wird in der Richtung senkrecht zum Laserstrahl beobachtet. Durch Änderung der Laserwellenlänge wird das Spektralprofil der Ionenlinie abgetastet. Um die Dopplerverschiebung der Linie zu bestimmen, muß das Spektralprofil

ohne Dopplerverschiebung als Referenzprofil gemessen werden. Die Dopplerverschiebung der Linie ist gleich null, wenn der Laserstrahl senkrecht zur Driftgeschwindigkeit liegt. Für diese Messung ist ein Quarzfenster am oberen Flansch der Versuchskammer angebracht. Der Laserstrahl wird durch dieses Fenster von oben nach unten eingeführt und das Spektralprofil der unverschobenen Linie kann ohne Änderung des Beobachtungssystem aufgenommen werden. Die Unterschiede zwischen der Wellenlänge des Maximums der beiden Profile entspricht der Dopplerverschiebung der Ionenlinie. Aus dieser Messung kann die Driftgeschwindigkeit der Magnesiumionen berechnet werden.

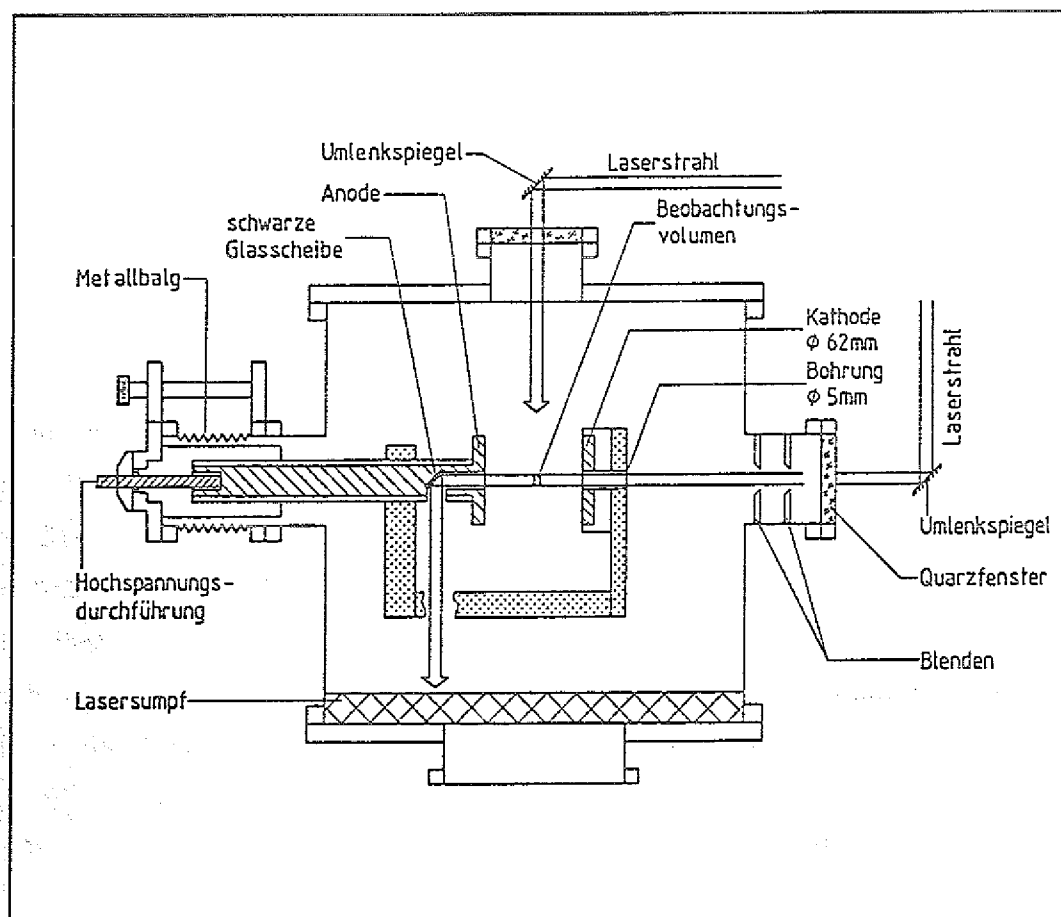


Abb.<3,4>: Detaillierter Aufbau der Elektroden
für die Geschwindigkeitsmessung

3.1.3 elektrischer Aufbau der Glimmentladung

Abbildung <3,5> zeigt den elektrischen Kreis für die Glimmentladung und die elektrischen Meßgeräte.

Ein Hochspannungsgerät (FUG/HCN 1400-12500) liefert durch einen $100\text{k}\Omega$ -Vorwiderstand eine negative Spannung (0-12,5kV variierbar) an die Kathode. Die Anode ist geerdet. Der Entladungsstrom wird durch die Messung der Spannung am Widerstand R_2 mit einem Schreiber gemessen. Die Spannung kann entweder durch die Geräteanzeige oder durch direkte Messung mit einem Voltmeter gemessen werden. Diese Messungen können jeweils mit einer Meßgenauigkeit von 0,1V und 0,01mA gemacht werden.

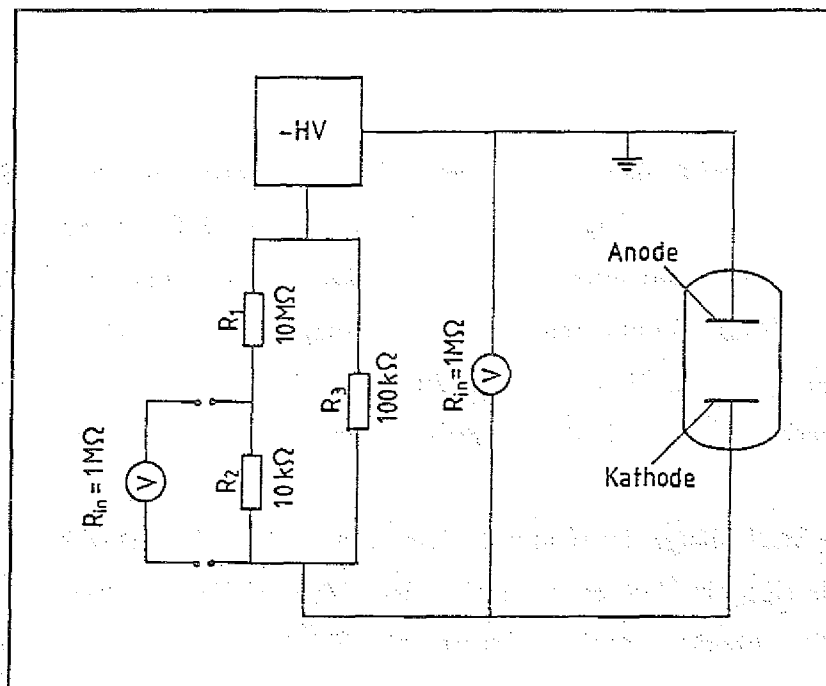


Abb.<3,5> elektrischer Kreis der Glimmentladung. Der Strom wird durch die Messung der Spannung an R_2 gemessen.

3.2 Lasersystem

3.2.1 Lasersystem und Frequenzverdopplung

Das Lasersystem besteht aus einem gepulsten Excimer Laser und einem dreistufigen Farbstofflaser mit einer Frequenzverdopplungseinheit. (siehe. Abbildung <3,1>).

Der Excimer Laser (Lambda Physik EMG150) wird mit XeCl betrieben und liefert etwa 200 mJ Energie bei 308 nm. Die Pulsdauer des Excimer-Lasers ist etwa 15 ns, die maximale Leistung ist etwa 10 MW. Er pumpt den Farbstofflaser (Lambda Physik FL2002 [42]), der mit Coumarin 153 gefüllt ist, und erzeugt damit einen sichtbaren Laserpuls bei 570 nm mit einer Pulsenergie im Bereich von 10 - 20 mJ.

Die Laserwellenlänge kann mit einem eingebauten, durch Schrittmotor gesteuerten Gitter (Auflösung: $0,2 \text{ cm}^{-1}$ oder 6,5 pm bei 570 nm) kontinuierlich von 540nm bis 580nm geändert werden. Für die Messung der Driftgeschwindigkeit muß die Spektralbreite des Lasers mit einem Etalon (Auflösung: $0,04 \text{ cm}^{-1}$ oder 1,3 pm bei 570 nm) weiter eingeengt werden. Die Laserwellenlänge kann durch Änderung des Gasdrucks und damit des Brechungsindex in der Oszillatorkammer abgestimmt werden.

Die Wellenlänge des sichtbaren Laserlichtes ($\lambda \sim 570 \text{ nm}$) wird mit Hilfe eines KDP-Kristalls (Kaliumdihydrogenphosphat, KH_2PO_4) auf 285 nm halbiert. Wegen der hohen Energiedichte des sichtbaren Laserstrahls (20 MW/cm^2) kann bei der Verdopplung ein Wirkungsgrad von 5% ohne zusätzliche Fokussierung des Laserstrahls erreicht werden. UV-Pulsenergien bis 1mJ wurden erreicht. Die Theorie der Frequenzverdopplung wurde bereits in [43,44] ausführlich diskutiert.

3.2.2 Bestimmung der Laserwellenlänge und Spektralbreite

Zur Nachweis der Teilchen mit LIF wird der Laser über deren Absorptionsprofil abgestimmt. Die Laserwellenlänge und seine Spektralbreite werden mit einem Auflösungsvermögen von etwa $4 \cdot 10^{-6}$ bestimmt. In diesem Experiment werden diese Bestimmungen mit zwei Methoden gemacht, nämlich mittels des optogalvanischen Effekts (OGE) bzw. mit einem Gitterspektrometer.

Jeder Effekt, der eine spektroskopische Eigenschaft aufweist, kann zur Eichung der Wellenlänge dienen. Zum Beispiel, das LIF-Signal ist selbst eine Methode für die Bestimmung der Laserwellenlänge, die in dem LIF-Experiment benutzt wird. Der optogalvanische Effekt bietet eine andere einfache Methode zu diesem Zweck und wird häufig in Laserspektroskopieexperimenten verwendet. Die Vorteile dieser Methode sind ihre Einfachheit und ihre gute Auflösung. In einem OGE-Experiment (siehe z.B. [45]) braucht man nur eine zusätzliche Hohlkathodenlampe und ein Hochspannungsgerät. Abbildung <3,6> gibt eine schematische Darstellung der von uns benutzten OGE-Anordnung.

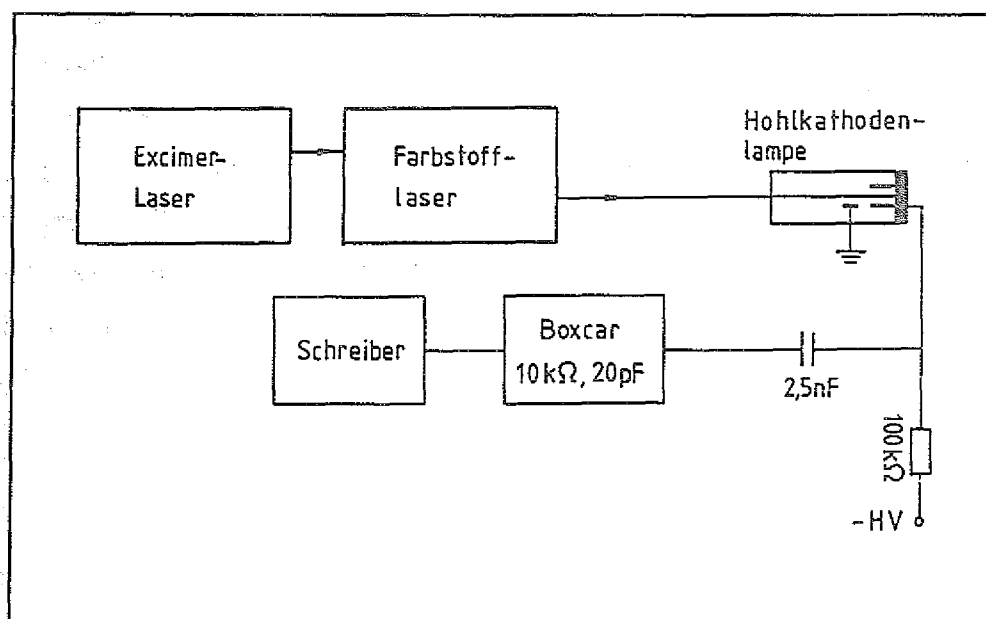


Abb. <3,6> Schematische Darstellung des OGE-Experiments

Die Hohlkathodenlampe (Oriel 3UNX/Cu), mit Neongas gefüllt, brennt mit 1-5mA. Wenn die Laserwellenlänge mit einer Neonlinie resonant abgestimmt wird, werden die Neonatome durch die Laserstrahlung angeregt. Die Ionisationsrate der Neonatome im angeregten Zustand ist normalerweise größer als die im unteren Zustand. Diese Änderungen verursachen einen Stromimpuls, der in dem elektrischen Kreis der Entladung detektiert wird. Eine Durchstimmung der Laserwellenlänge gibt das OGE-Spektralprofil der Neonlinie, dessen Maximum der Neonwellenlänge entspricht. Mit einer bekannten Neonlinie kann die Laserwellenlänge sehr genau bestimmt werden. Wenn die Spektralbreite des Lasers viel breiter als die Neonlinie ist, wie in den Dichtemessungen, gibt die Breite dieses Profils die Laserspektralbreite wieder; die Genauigkeit entspricht der Dopplerverbreiterung der Neonlinie bei Zimmertemperatur: ca. 1pm. Abbildung <3,7b>.

Die Dispersion kann durch lineare Interpolation zwischen zwei Neonlinien, deren Wellenlängenabstand klein ist (wie z.B. 30pm in unseren Fall), gemessen werden. Abbildung <3,7> zeigt die zwei Neonlinien, die in unserem Experiment mit einem Fabry-Perot aufgenommen wurden. In den Geschwindigkeitsmessungen wird die Laserwellenlänge durch Änderung des Drucks in dem Laserresonator gewählt, und diese Druckabstimmung wird durch die Zweiliniemethode einfach kalibriert.

Die detaillierte Beschreibung der Absoluteichung der Laserwellenlänge und ihrer Breite mit einem Gitterspektrometer (Gitterkonstante: 79,015 Linien/mm, Blazewinkel: 70° , [41]) kann in [35] gefunden werden. Hier wird der Vorgang nur kurz beschrieben: es werden zwei Neonlinien, deren Wellenlängen mit hoher Genauigkeit bekannt sind, als Referenzlinien zusammen mit dem sichtbaren Laserstrahl auf den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet. Die spektral zerlegte Strahlung gelangt zur Auswertung entweder auf einen Film (Polaroid-Kamera) oder auf eine lineare Zeile von 1024 Photodioden mit einer Gesamtlänge von 25 mm. Die Laserwellenlänge und ihre Breite kann durch lineare Interpolation zwischen den Neonlinien ermittelt werden.

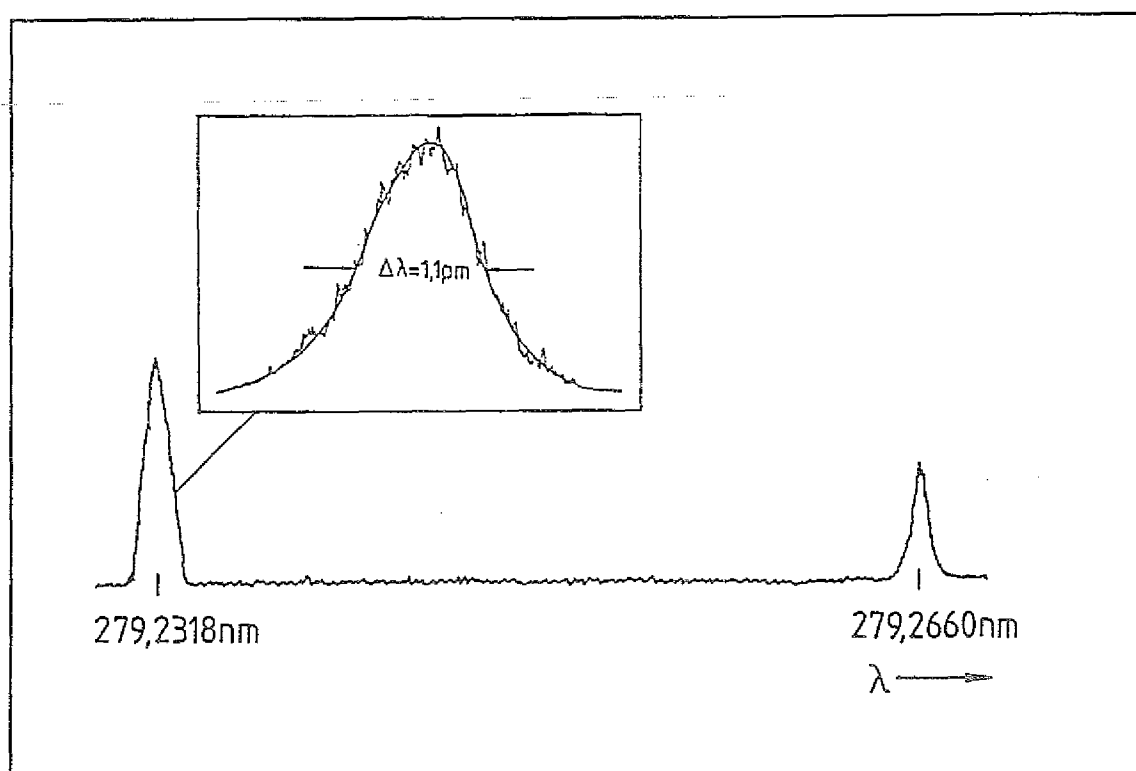


Abb.<3,7> Bestimmung der Laserbreite mit Etalon im Laserresonator durch OGE-Spektroskopie.

3.3 Beobachtungssystem und Datenerfassung

Abbildung <3,8> zeigt den gewählten Aufbau des Beobachtungssystems im Detail:

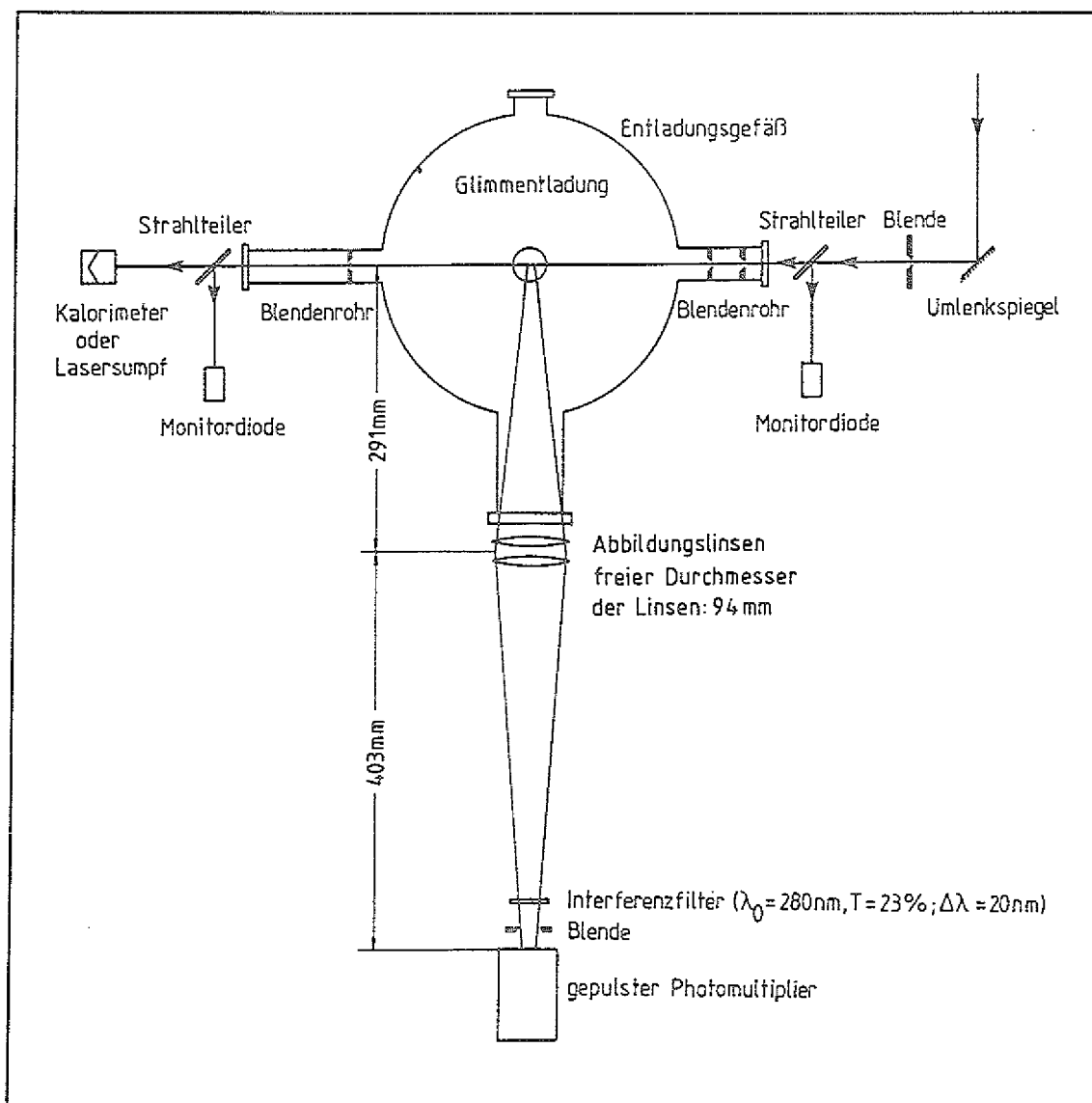


Abb.<3,8>: Detaillierte Darstellung des Beobachtungssystems zur Laser induzierten Fluoreszenz von Magnesium-Atomen und-Ionen

Der Laserstrahl wird mittels eines Umlenkspiegels in die Versuchskammer eingeführt. Position und Abmessungen des Fluoreszenzvolumens werden durch den Durchmesser des Laserstrahls (≥ 2 mm) und eine rechteckige Schlitzblende (6×20 mm) bestimmt, die sich vor einem Photomultimeter (1P28) befindet. Diese Blende wird mit zwei Linsen ($f_1 = 320$ mm, $f_2 = 400$ mm; Durchmesser 100 mm) mit einem Abbildungsverhältnis 1:1,4 auf den Laserstrahl abgebildet. Die Länge dieses Volumens beträgt ca. 14,3 mm. Der Raumwinkel beträgt etwa 0,09 sr.

Vor der Blende befindet sich ein Interferenzfilter (Wellenlänge bei der maximalen Durchlässigkeit: 280 nm; maximale Durchlässigkeit: 23%; Halbwertsbreite: 20 nm). Dieses Interferenzfilter kann die Strahlung der Glimmentladung und anderes Falschlicht unterdrücken. Es wird in dem Experiment gefunden, daß starke Emissionslinien von Helium noch im Durchlässigkeitsbereich des Interferenzfilters liegen. Dieses Falschlicht würde einen kontinuierlich betriebenen Photomultiplier schnell sättigen und die Aufnahme eines LIF-Signals verhindern. Um diesen Effekt zu beseitigen, wird der Photomultiplier mit einer Gatebreite von 1-10 μ s gepulst. Die Synchronisierung zwischen dem Gategeber und dem Laserpuls ist durch denselben Triggerpuls von einem Pulsgenerator realisiert.

Das vom Photomultiplier detektierte Fluoreszenzsignal wird über die Dauer des Laserpulses mit einem Boxcar-Integrator (EG&G 165) integriert und mit einem Schreiber (Siemens C1012) registriert. Jeder Meßpunkt besteht aus mehr als 20 Laserschüssen. Zur Bestimmung seiner Energie wird der Laserpuls an der Photodiode mit einem Oszilloskop gemessen.

4. Meßergebnisse und Diskussion

4.1 Charakterisierung der Glimmentladung

Vor Messung der Dichteverteilung der Magnesium-Atome und -Ionen in der Glimmentladung muß zunächst diese Glimmentladung durch elektrische und optische Messungen charakterisiert werden. Diese Messungen können über folgende Eigenschaften der Glimmentladung Auskunft erteilen:

- * über den normalen und anormalen Glimmentladungsbereich,
- * darüber, ob die Ähnlichkeitsgesetze in einer bestimmten Glimmentladung gelten,
- * über die Stabilität und Reproduzierbarkeit,
- * über die Kathodenfalllänge.

Eine Glimmentladung mit bestimmter Elektrodenkonfiguration zeigt bei einem Gasdruck ein bestimmtes Strom-Spannung Verhältnis, das nach dem Ähnlichkeitsgesetz als j/p^2 gegen V dargestellt wird. Wenn die Ähnlichkeitsgesetze gültig sind, wird diese Abhängigkeit j/p^2 von V durch eine einzige Kurve dargestellt, die für alle Druckwerte gleichermaßen gilt.

Abbildung <4,1> zeigt die entsprechende Messung in unserer Glimmentladung. Die zwei Kurven entsprechen zwei unterschiedlichen Moden der Glimmentladung. Es wurde festgestellt, daß sie von dem Konditionierungsverfahren der Kathode und der Gasreinheit abhängen.

In unserem Experiment brennt die Glimmentladung mit einer neu polierten Kathode und einem Basisdruck von $2 \cdot 10^{-8}$ mbar in einer Mode, die eine normale Kathodenspannung von ca. 85 V zeigt, bei einem j/p^2 Wert von $3,3 \cdot 10^{-3} \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{mbar}^{-2}$. Diese Mode kann bei einer Leistungsdichte kleiner als $0,1 \text{ W/cm}^2$ sehr lange ($> 10 \text{ St.}$) erhalten bleiben. Aber mit einer höheren Leistungsdichte ($> 0,2 \text{ W/cm}^2$), bei einem niedrigen Druck, erreicht die Glimmentladung eine andere Mode, die eine viel größere Spannung aufweist. Nach einer Arbeit von Heisen[47], in der eine Wasserstoff-Glimmentladung mit Aluminiumkathode untersucht wird, werden diese Moden "weiche" und "harte" Glimmentladung genannt.

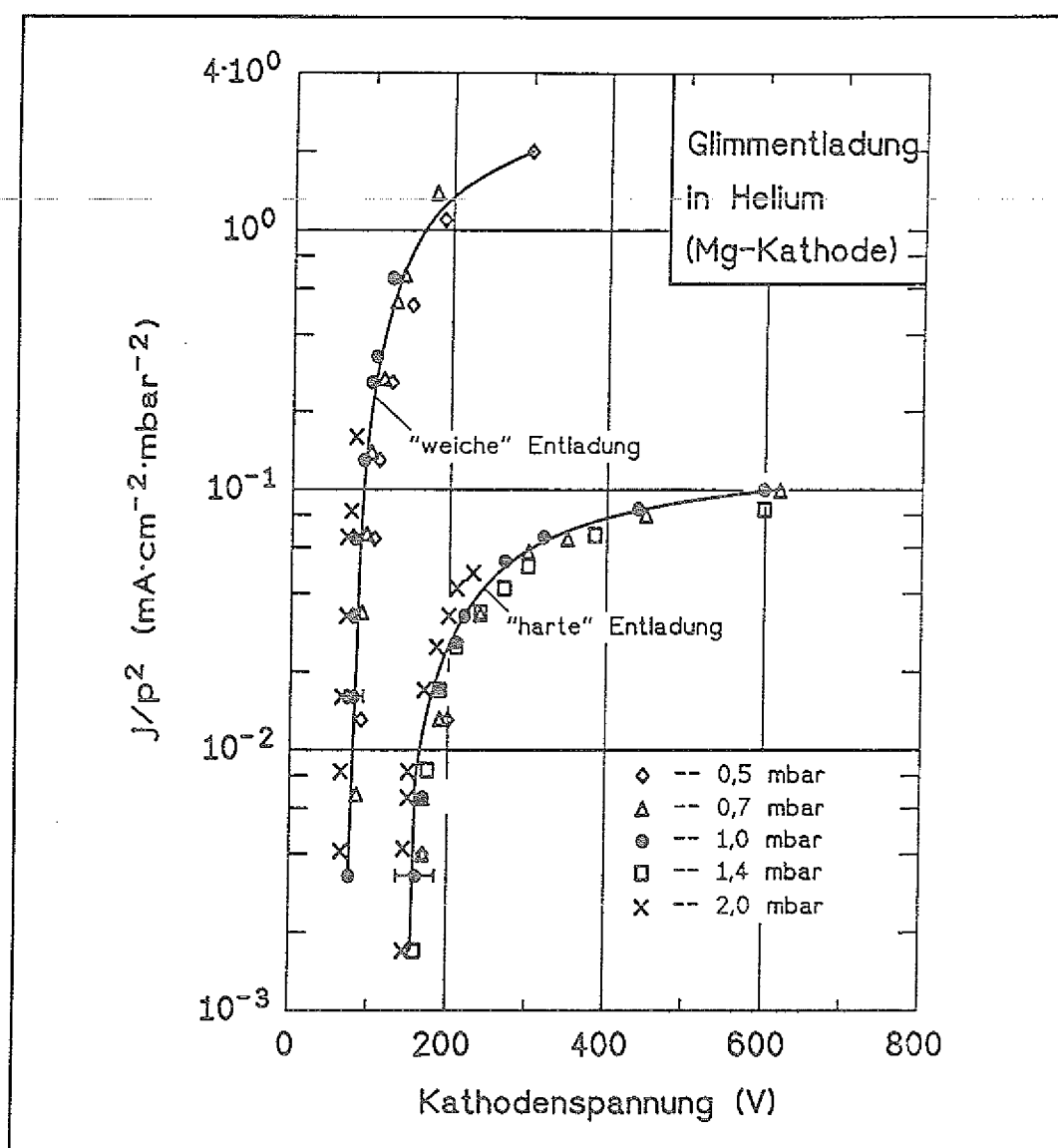


Abb.<4,1>: Strom-Spannungscharakteristik der He-Glimmentladung mit einer Magnesiumkathode. Sie zeigt zwei Moden: die "weiche" und "harte" Entladung.

Es wurde festgestellt, daß Verunreinigungen (insbesondere Wasserdampf) der Stabilität und Reproduzierbarkeit der Glimmentladung sehr schädlich sind. Wasserdampfspuren lassen sich in der Versuchskammer nicht völlig beseitigen. Während der Entladung finden also zwei entgegenwirkende Oberflächenprozesse auf der Kathodenoberfläche statt: die Formierung und Zerstäubung der Oxydschicht. Wenn die Oxydationsrate der Oberfläche viel größer als die Zerstäubungsrate der Oxydschicht ist, wie z.B. bei hohem Partialdruck vom Wasserdampf, gibt es dann immer eine Oxydschicht auf der Kathodenoberfläche. Unsere Entladung zeigt eine "weiche" Mode bei hohem Partialdruck von Sauerstoff bzw. Wasserdampf. Wenn die Oxydationsrate mit der Zerstäubungsrate

vergleichbar ist, brennt die Entladung instabil und unreproduzierbar. Das Experiment beweist, daß der Druck von Sauerstoff und Wasserdampf unter 10^{-7} mbar liegen muß, um eine stabile und reproduzierbare "harte" Entladung zu gewährleisten.

Die Diskussion in Kapitel 2 zeigt, daß die Grenze zwischen dem Kathodenfallraum und dem negativen Glimmlicht durch einen schnellen Anstieg der Elektronendichte und der Lichtemission gekennzeichnet ist, d.h. entweder durch optische Messung des räumlichen Profils einer Heliumlinie oder durch Messung der Elektronendichte mit einer elektrischen Sonde kann die Kathodenfalllänge bestimmt werden.

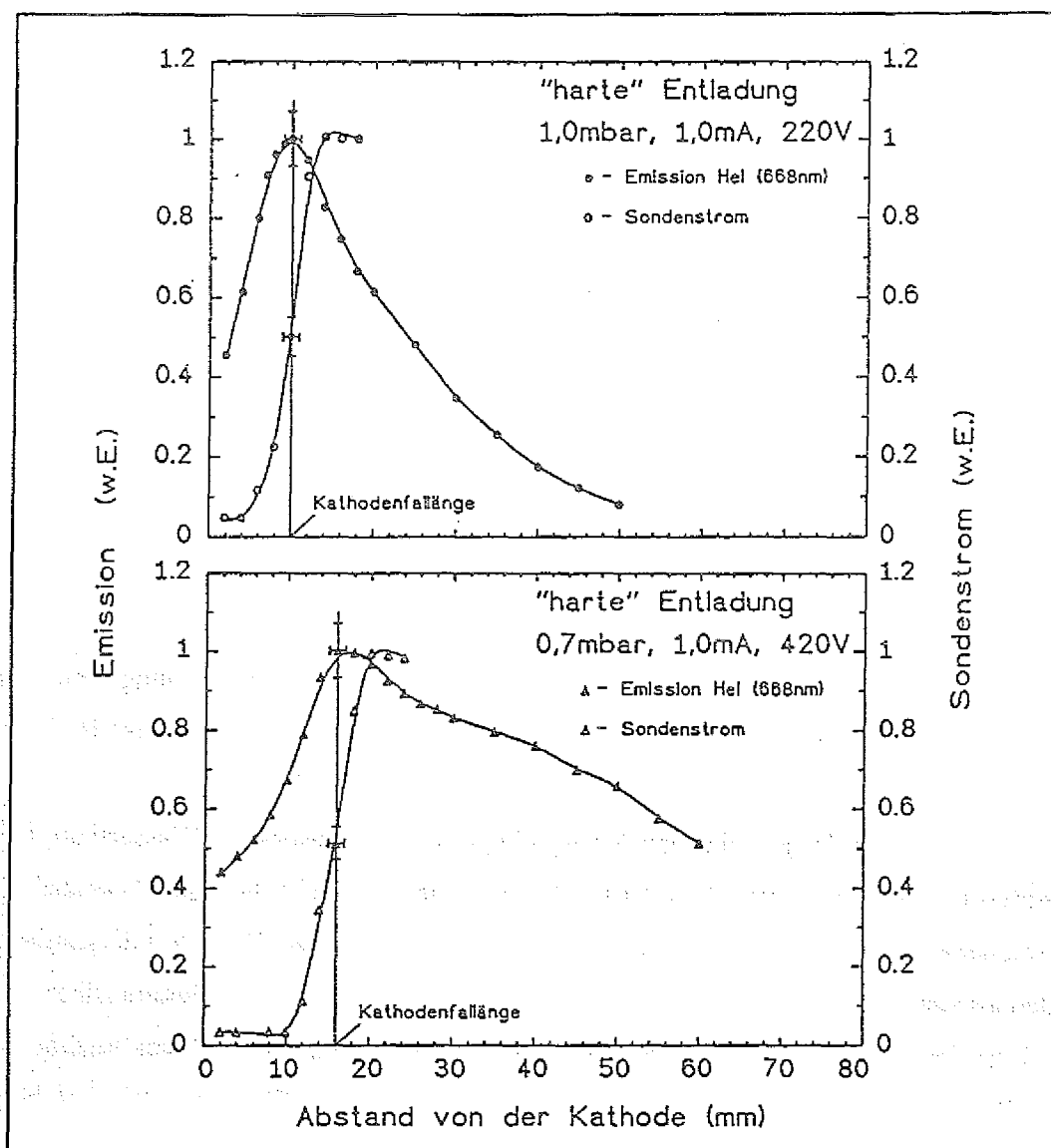


Abb. <4,2> räumliche Profile des Helium-Singulets
(Emissionsspektroskopie) und Sondenmessungen.

Abbildung <4,2> stellt axiale Profile einer Helium Singulett-Linie bei 668 nm und Sondenmessungen bei 1 mbar und 0,7 mbar dar. Bei der Sondenmessung wird die Sonden-spannung konstant gehalten und der Sondenstrom wird als Funktion des Kathodenabstands gemessen. Ein schneller Abfall des Sondenstroms wird beobachtet, wenn die Sonde vom Glimmlicht zum Kathodenfall geschoben wird. Der Abstand zwischen Kathode und Halbmaximum des Sondenstromprofils (willkürlich) wird als Kathodenfalllänge angenommen[51]. Das Maximum der Linie und der durch Sonden festgestellte Rand des Glimmlichtes stimmen innerhalb der Fehlergrenze (Auflösung 2 mm) überein

Die mit der optischen Methode gemessene Kathodenfalllänge wird in Abbildung <4,3> gezeigt. Das Bild stellt die $p \cdot L$ -Werte (p -Druck, L -Kathodenfalllänge) gegen Kathodenspannung V für "weiche" und "harte" Entladung dar.

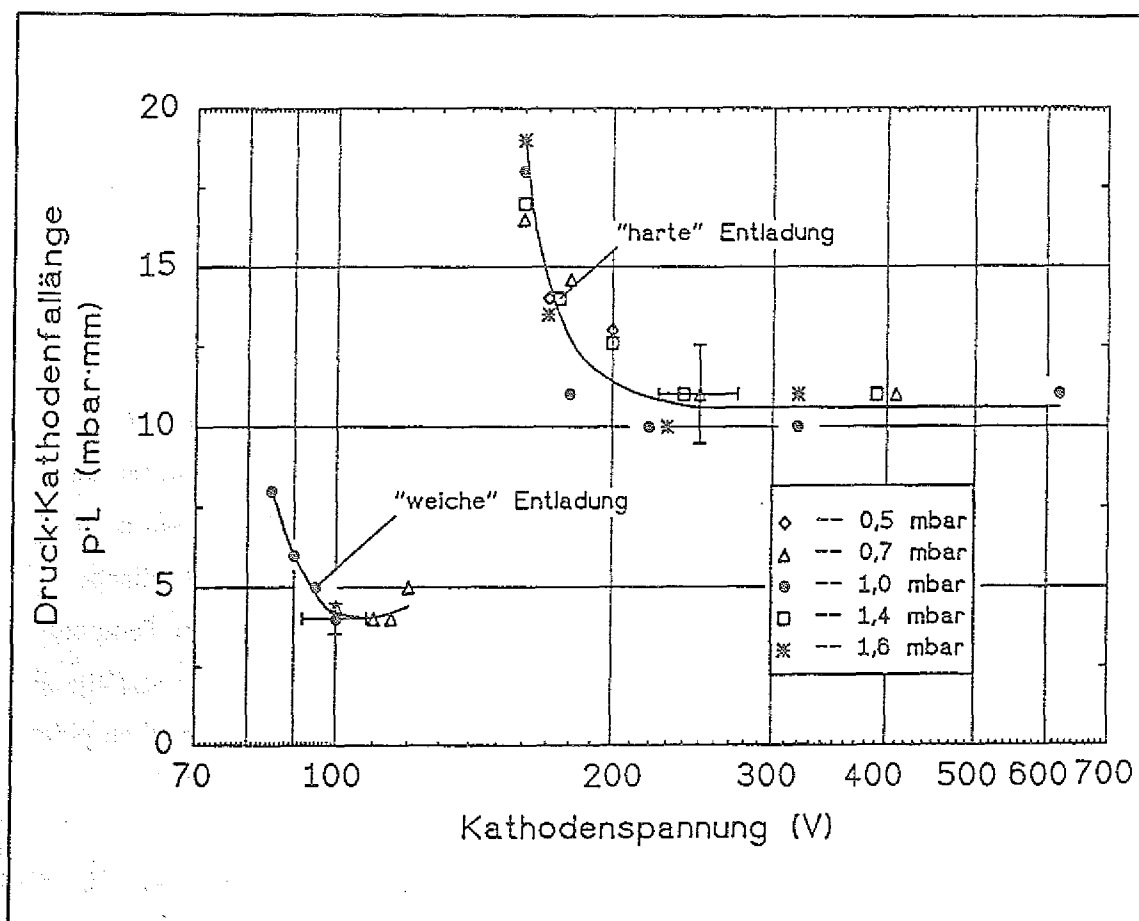


Abb. <4,3>: $p \cdot L$ (Druck $\times$ Kathodenfalllänge) gegen V von "weicher" und "harter" Glimmentladung. Die größten Werte von $p \cdot L$ entsprechen der normalen Entladung.

Die zwei Kurven entsprechen der "harten" und "weichen" Entladung. Die Unterschiede zwischen beiden Typen sind, wie auch in Abbildung <4,1> gezeigt, sehr groß.

Tabelle <4,1> gibt -zum Vergleich- typische Werte für die beiden Entladungstypen im normalen Bereich. Die Unterschiede im anormalen Entladungsbereich sind noch größer als im normalen Bereich.

Tabelle <4,1>

	weiche	harte
Spannung (V)	85	160
Druck $\times$ Kathodenfalllänge p-L (mbar-cm)	0,8	1,8
maximale j/p^2 Wert im normalen Bereich (mA / [cm ² mbar ²])	0,2	0,02

Zur Erklärung für die Erscheinung zweier Moden mag folgende Erläuterung dienen: Die Praxis zeigt, daß die Kathodenoberfläche die Hauptrolle in der Gestaltung der Betriebsmoden spielt. Nach dem Polieren wird eine Magnesiumoberfläche sehr schnell in der Luft oxydiert; eine Oxydschicht von ca. 70 Å [48] bildet sich auf der Oberfläche. Die Dicke dieser Oxydschicht und die Schnelligkeit der Oxydierung steigt mit der Temperatur und mit der Luftfeuchtigkeit [49] an. Sie hängt auch von dem Polierverfahren ab [50]: eine mit Diamantpulver polierte Oberfläche oxydiert schneller als eine, die chemisch poliert wurde.

Die Kathode, die in unserem Experiment benutzt wird, wird entweder mit Diamant oder MgO-Pulver poliert. Mit diesem Verfahren bildet sich eine Oxydschicht von mindestens 70 Å Dicke, bevor diese Kathode in die Versuchskammer eingebaut wird. Die

Glimmentladung mit einer neu polierten Kathode, die also eine oxydierte Oberfläche vorweist, ist nach der Diskussion in Kapitel 2.2.3 vom "weichen" Typ. Nach der sogenannten Reinigungsentladung bei niedrigem Druck mit hoher Leistung wird die Oxydschicht zerstäubt und die Metalloberfläche gereinigt. Die Entladung mit Metalloberfläche ist eine "harte" Entladung.

Zum Abschluß können wir die folgenden Schlüsse aus den obigen Messungen und Diskussionen ziehen:

- * Es gibt zwei stabile und reproduzierbare Entladungsmoden in einer Helium-Glimmentladung mit einer Magnesiumkathode, die vom Zustand der Kathodenoberfläche abhängen.
- * Die "weiche" Entladung hat eine stark reduzierte Kathodenspannung und Kathodenfalllänge im Vergleich zur "harten" Entladung.
- * Die Ähnlichkeitsgesetze sind in beiden Entladungsmoden gültig.

4.2 Axiale Dichteverteilung der Magnesium-Atome und -Ionen

Vor Bestimmung der Dichteverteilung der Magnesium-Atome und -Ionen wird zunächst die Sättigungskurve (LIF-Signal gegen Lasersenergie) der MgI- und MgII-Linien gemessen (Abbildung <4,4>). Die Kurven zeigen, daß die LIF-Signale im Energiebereich unter $0,5 \mu\text{J}$ proportional zur Lasersenergie, im höheren Energiebereich ($> 100 \mu\text{J}$) jedoch völlig gesättigt sind. Die Messung der Dichteverteilung wird zuerst mit einer Laserenergie von $100 \mu\text{J}$ gemacht, dann wird im Maximum die Dichte mit einer Laserenergie von $0,1$ - $0,2 \mu\text{J}$ erneut gemessen, um die absolute Dichte mit Rayleigh-Streuung kalibrieren zu können.

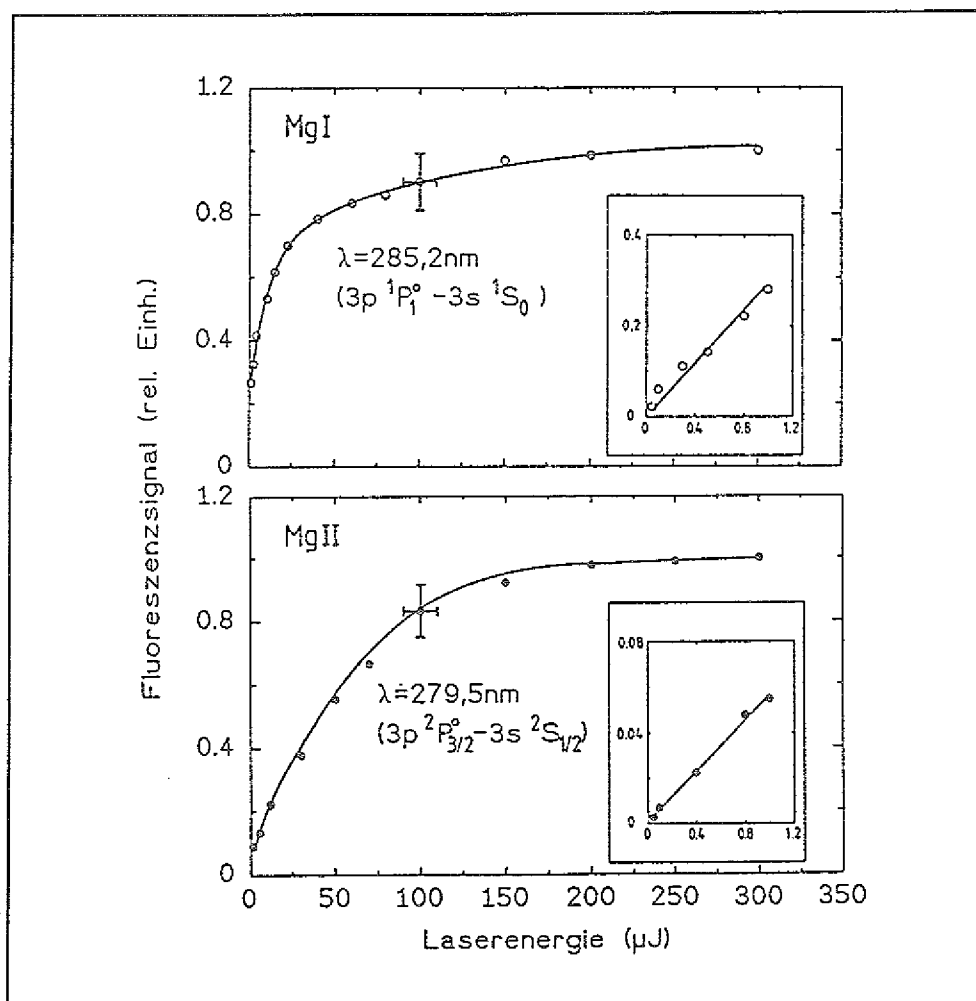


Abb. <4,4>: Sättigungskurve der MgI- und MgII-Linien mit einem Laserstrahl.

4.2.1 Dichteverteilung bei unterschiedlichen Strömen

Die Dichteverteilung des MgI und MgII wird bei unterschiedlichen Druckwerten und in verschiedenen Strombereichen gemessen. Abbildung <4,5> und Abbildung <4,6> zeigen die Dichteverteilung des MgI und MgII bei 1 mbar mit unterschiedlichem Entladungsstrom in einer "harten" bzw. "weichen" Glimmentladung.

A. Die Atome

Das Dichteprofil der Atome, das in beiden Entladungsmoden bis 2 mm vor der Kathode gemessen werden kann, zeigt in 4 mm Entfernung von der Kathode ein Maximum. Es fällt dann fast exponentiell zur Anode ab. Die Lage des Maximums hängt nicht von der Stromstärke ab. Der physikalische Grund dafür ist der folgende: die Austrittsgeschwindigkeit der abgestäubten Magnesiumatome ist größer als ihre thermische Geschwindigkeit in der Glimmentladung, und die niedrige Dichte an der Kathode entspricht dieser hohen Geschwindigkeit. Diese Atome werden durch Stöße mit dem Füllgas (Heliumatome) abgebremst. Nach einer sogenannten Abbremslänge werden diese Atome thermalisiert und erreichen eine maximale Dichte. Infolge der Persistenz der hohen Anfangsgeschwindigkeit der Magnesiumatome tritt die Thermalisierung erst nach Durchlaufen von etwa 10 freien Weglängen ein [52]. Die Abbremslänge soll dann nur von dem Wirkungsquerschnitt der Stöße zwischen Magnesium- und Heliumatomen und von der Heliumgasdichte abhängen.

Die maximale Atomdichte in der "harten" Entladung ist einen Faktor 30-300 größer als in der "weichen" Entladung. Es wird vermutet, daß die Kathodenoberfläche in der "weichen" Entladung oxydiert ist. Die Zerstäubungsausbeute des Magnesiums und Magnesiumoxyds sowie die unterschiedlichen Entladungsparameter (insbesondere die Spannung) der beiden Entladungen sind für die sehr stark unterschiedliche Atomdichte verantwortlich[53].

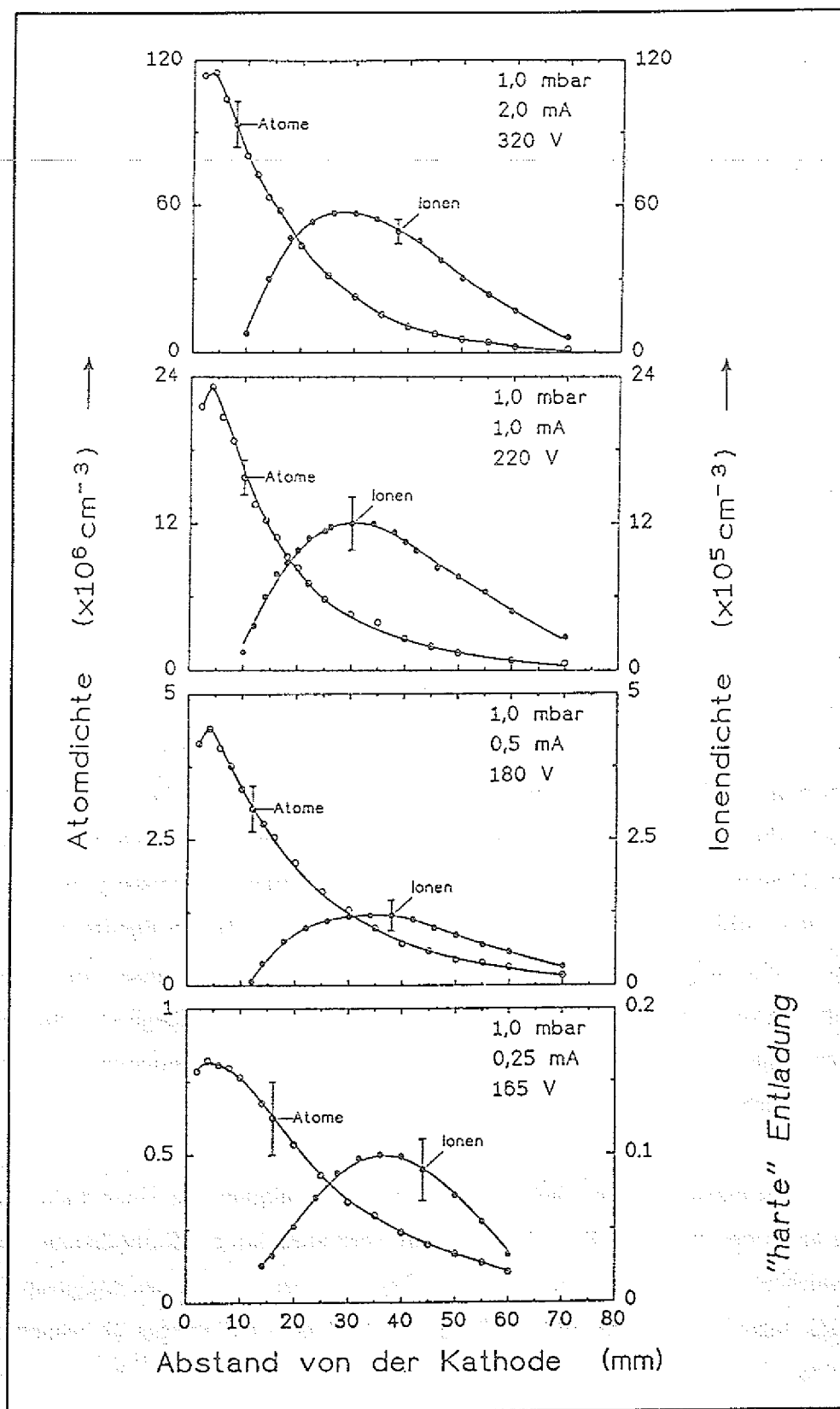


Abb.<4,5>: Dichteverteilungen der Magnesiumatome und Magnesiumionen bei 1 mbar und unterschiedlichen Strömen im Fall der "harten" Glimentladung.

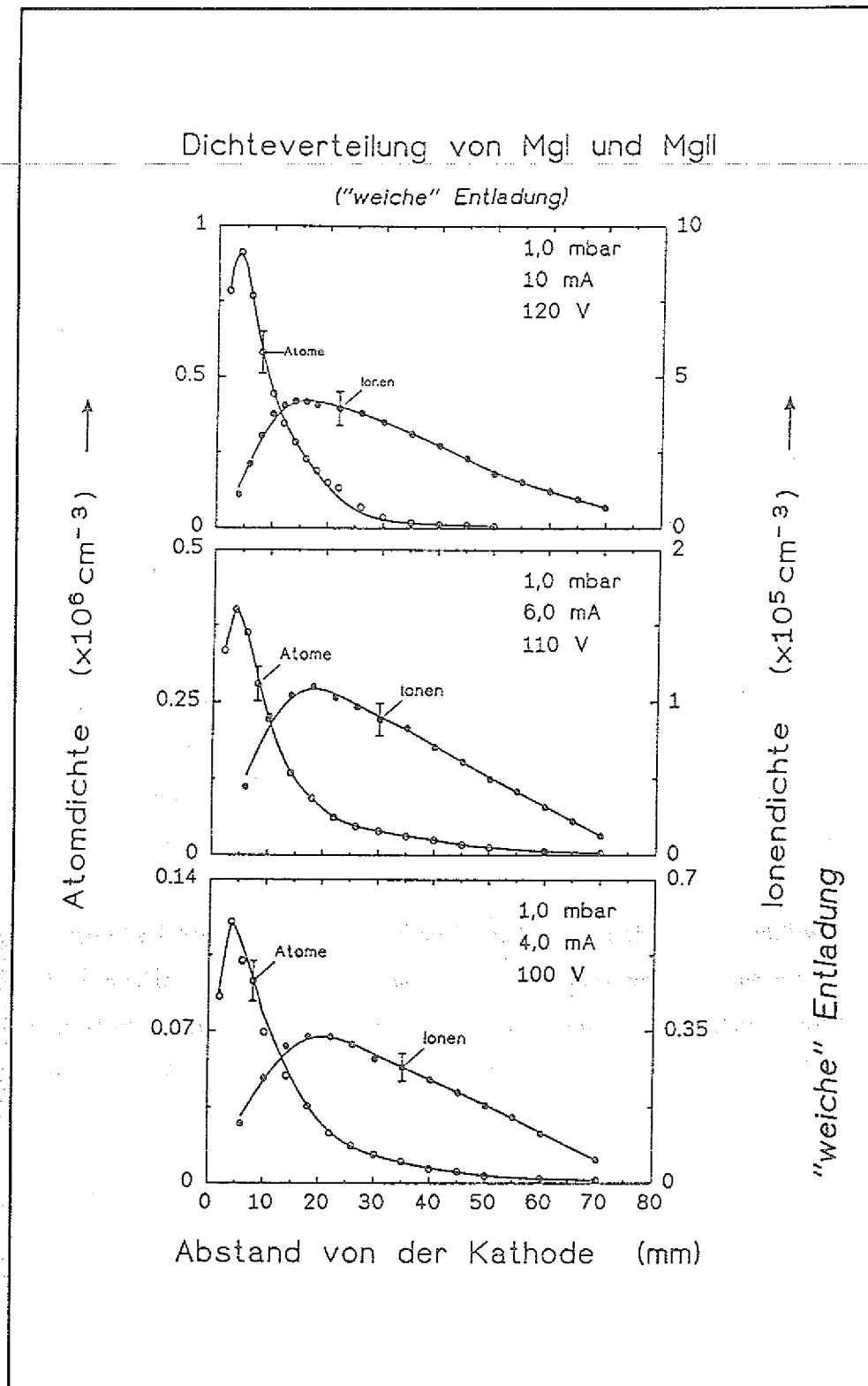


Abb.<4,6>: Stromabhängigkeit der Dichteverteilung im Fall der "weichen" Entladung

B. Die Ionen

Die Ionendichte im Kathodenfallraum ist sehr niedrig auf Grund der schnellen Driftgeschwindigkeit der Ionen in diesem Gebiet hoher Feldstärke. Das Ionendichteprofil kann deswegen erst am Übergang zwischen dem Kathodenfallraum und dem negativen Glimmlicht gemessen werden. Es erreicht ein Maximum im negativen Glimmlicht, wo das elektrische Feld und dadurch die Driftgeschwindigkeit gering ist. Die Ionendichte fällt dann langsam zur Anode hin ab.

Die maximale Ionendichte und ihre Lage hängt von der Bilanz der lokalen Ionenerzeugung und des lokalen Ionenverlustes ab. In erster Näherung gehen die Ionen hauptsächlich durch die Bewegung zur Kathode verloren. Im negativen Glimmlicht ist die elektrische Feldstärke und damit der Ionenverlust geringer. Es wird durch eine Rechnung in Kapitel 5.3 bestätigt, daß die Penning-Ionisation durch die metastabilen Heliumatome (hauptsächlich die Heliumatome in Triplett-Zustand) der dominante Ionisationsprozeß der Magnesiumatome ist. Die maximale Magnesiumionendichte und ihre Lage hängt dann von der Dichteverteilung der Magnesiumatome und der Helium Atome in Triplett-Zustand ab.

Abbildung <4,7> zeigt die entsprechende Stromabhängigkeit des Ionisationsgrads $n^+/(n + n^+)$ der Magnesiumatome. Die Ionisationskurve zeigt zwei mögliche Verläufe. Bei kleinem Strom steigt sie im negativen Glimmlicht an und reicht einen maximalen konstanten Wert in der positiven Säule. Aber bei größerem Strom steigt sie bis zur Anode an, weil die Glimmlichtzone in diesem Fall länger ist; die positive Säule ist praktisch verschwunden.

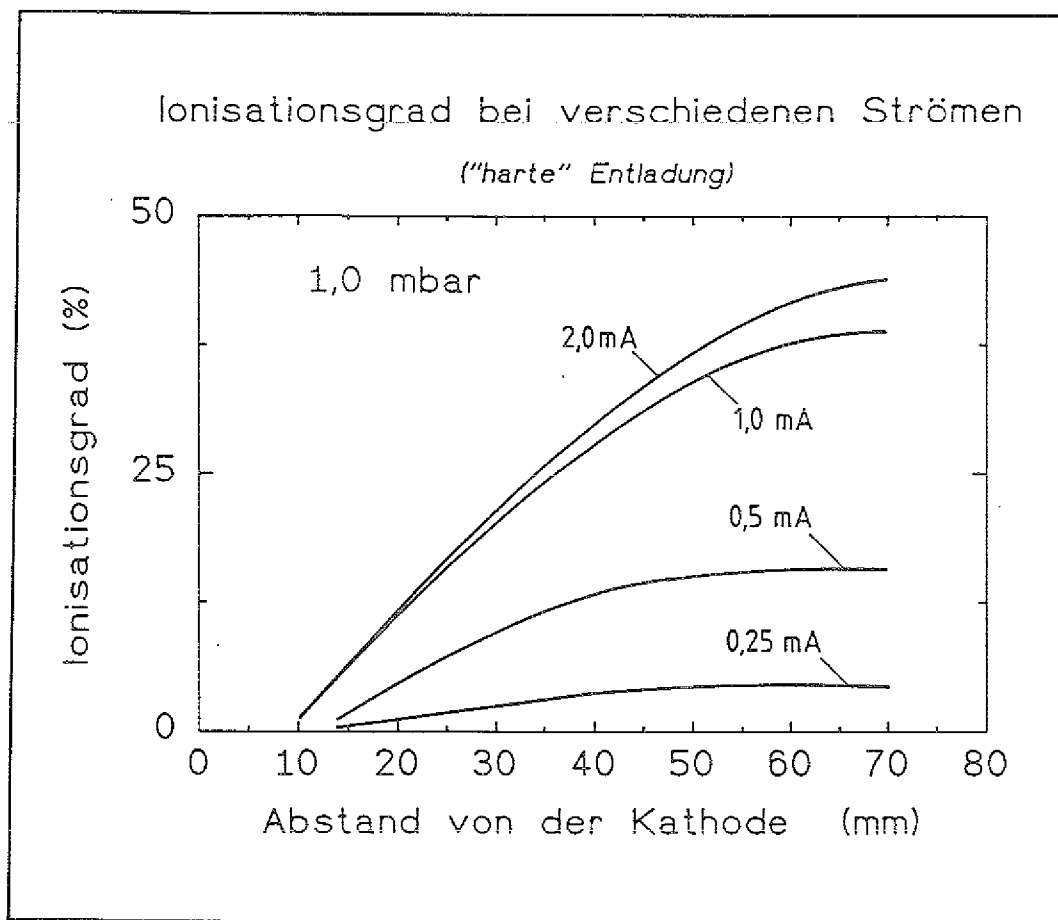


Abb.<4,7>: Stromabhängigkeit des Ionisationsgrads der Magnesiumatome in der "harten" Entladung.

Der Ionisationsgrad der Magnesiumatome nimmt wie die Dichte des atomaren Heliums im Triplettzustand [4] wegen der Zunahme der Elektronendichte mit dem Strom zu. Er erreicht einen Wert von 42% bei 2mA in der "harten" Entladung. In der "weichen" Mode ist dieser Wert noch größer (90%, Abbildung<4,8>), und in diesem Fall ist die Ionendichte größer als die Atomdichte. Dies ist auf Grund der höheren Stromdichte verständlich. Solche hohen Ionisationsgrade sind für den steilen Abfall des Atomdichteprofiles in dem Bereich des negativen Glimmlichts verantwortlich.

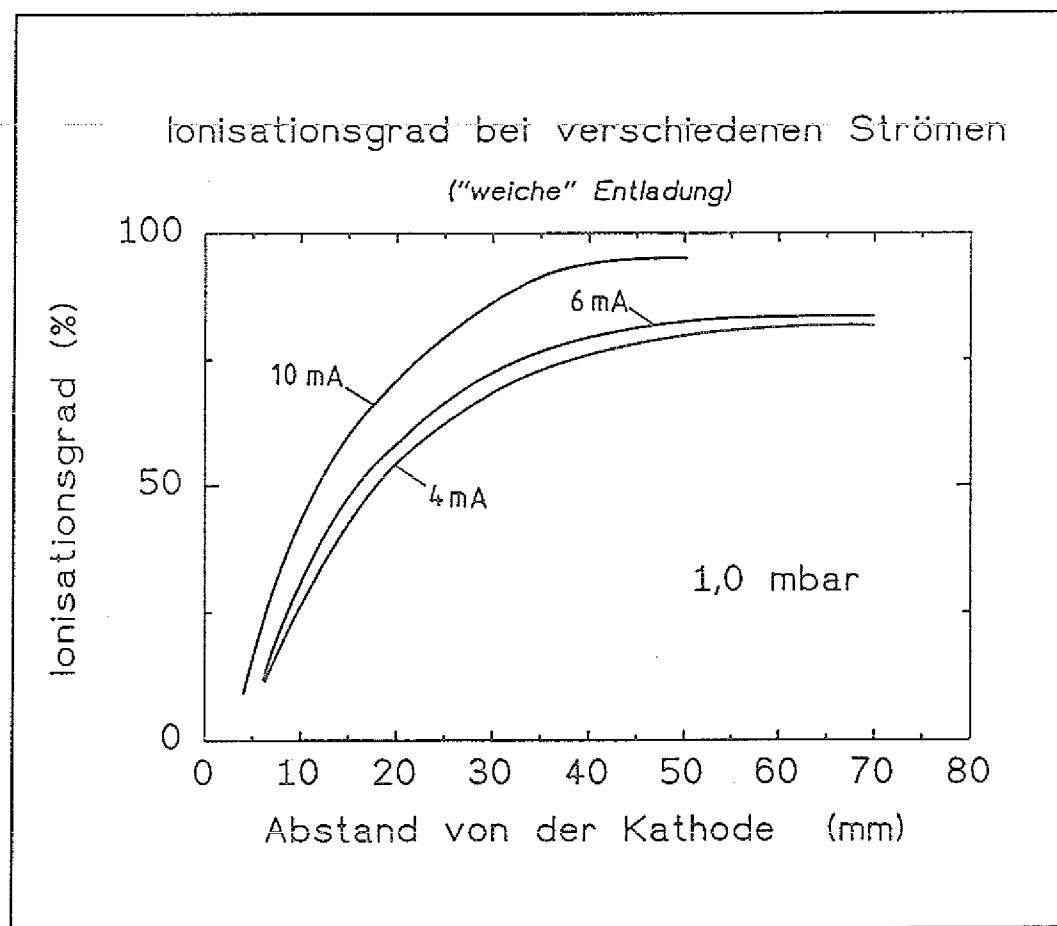


Abb.<4,8>: Ionisationsgrad in der "weichen" Entladung.

4.2.2 Dichteverteilungen bei unterschiedlichen Drucken

Abbildung <4,9> zeigt die Dichteverteilungen bei 1mA Strom und unterschiedlichen Drucken in einer "harten" Glimmentladung.

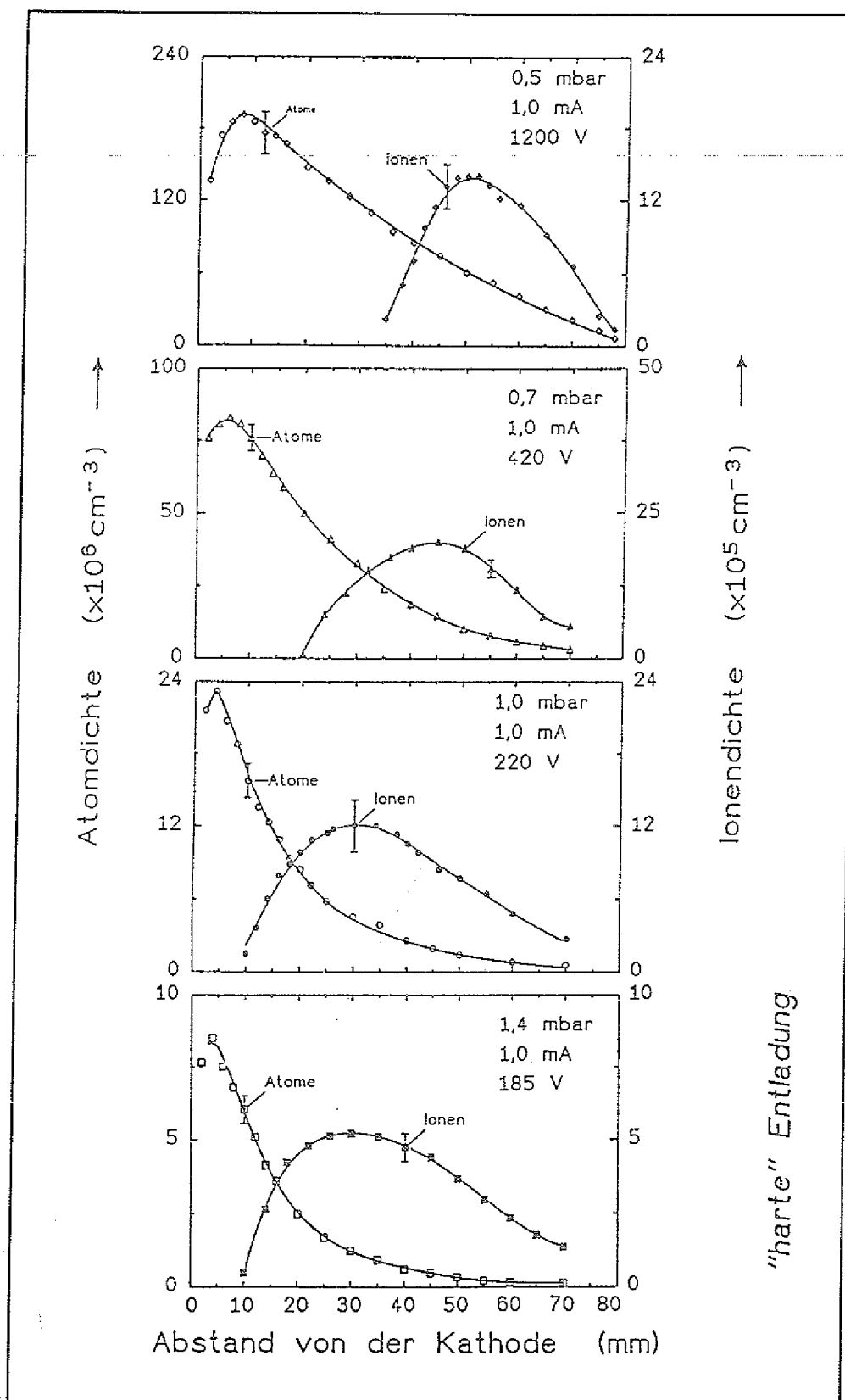


Abb.<4,9>: Dichteverteilungen des MgI und MgII bei 1 mA und unterschiedlichen Drucken in einer "harten" Glimentladung.

Die maximale Dichte der Atome und ihre Entfernung von der Kathode steigt mit der Abnahme des Drucks an. Für diese Druckabhängigkeit gilt folgende Erklärung.

- * Bei gleichem Strom ist die Kathodenspannung bei niedrigem Druck größer als bei hohem Druck und nach der obigen Diskussion soll die maximale Dichte in diesem Fall auch größer sein;
- * Bei niedrigem Druck ist die freie Weglänge der Magnesiumatome auch länger als die bei hohem Druck. Die Lage der maximalen Atomdichte hängt nur von der freien Weglänge der Atome ab und soll dann bei niedrigem Druck weiter von der Kathode entfernt sein. Abbildung <4,10> zeigt diese Entfernung gegen den Druck.

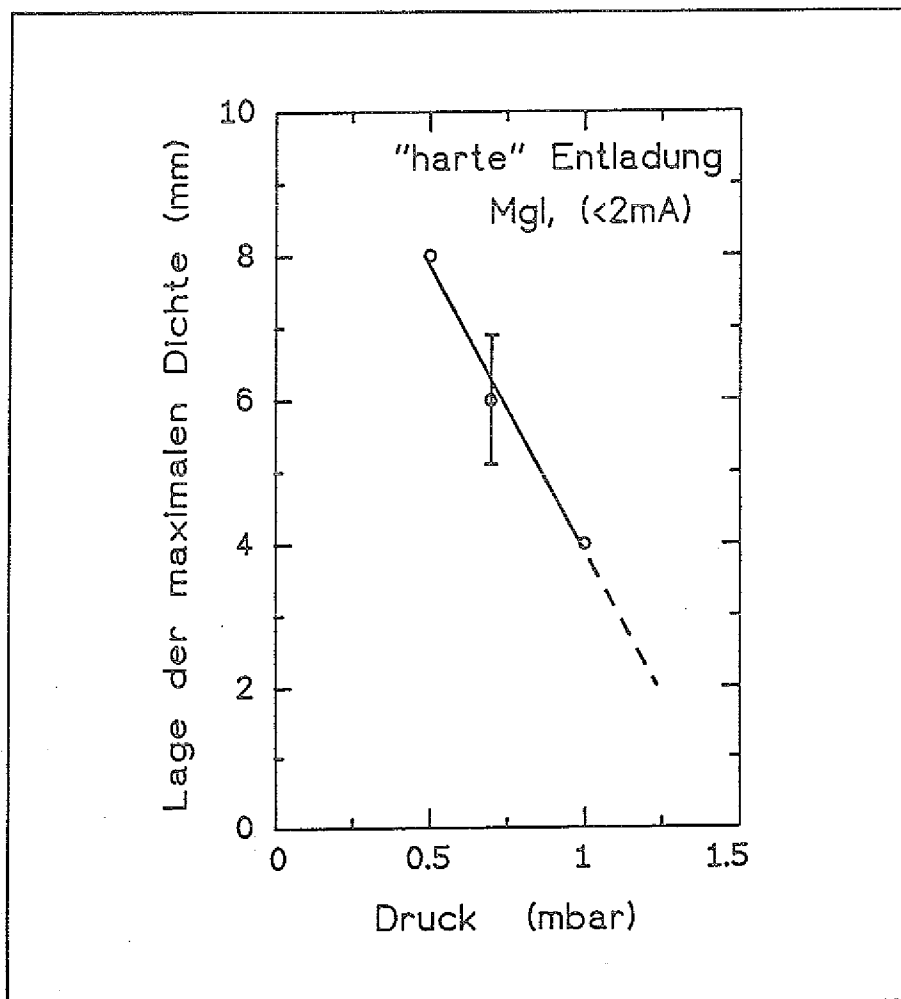


Abb.<4,10>: Lage der maximalen Atomdichte gegen Druck.

Der Verlauf des Atom- und Ionenprofils ist bereits im vorigen Abschnitt beschrieben worden. Der Abfall des Atomprofils ändert sich sehr deutlich mit dem Druck. Mit der Abnahme des Drucks fällt die Dichte langsamer zur Anode ab und der Ionisationsgrad nimmt ab, siehe Abbildung <4,11>. Bei 0,5 mbar wurde ein fast linearer Abfall des Atomprofils beobachtet, während der Abfall bei hohem Druck exponentiell ist. Dieser lineare Abfall stimmt mit dem Modell von Ecker und Emeléus überein, weil der maximale Ionisationsgrad in diesem Fall sehr gering und demzufolge vernachlässigbar ist.

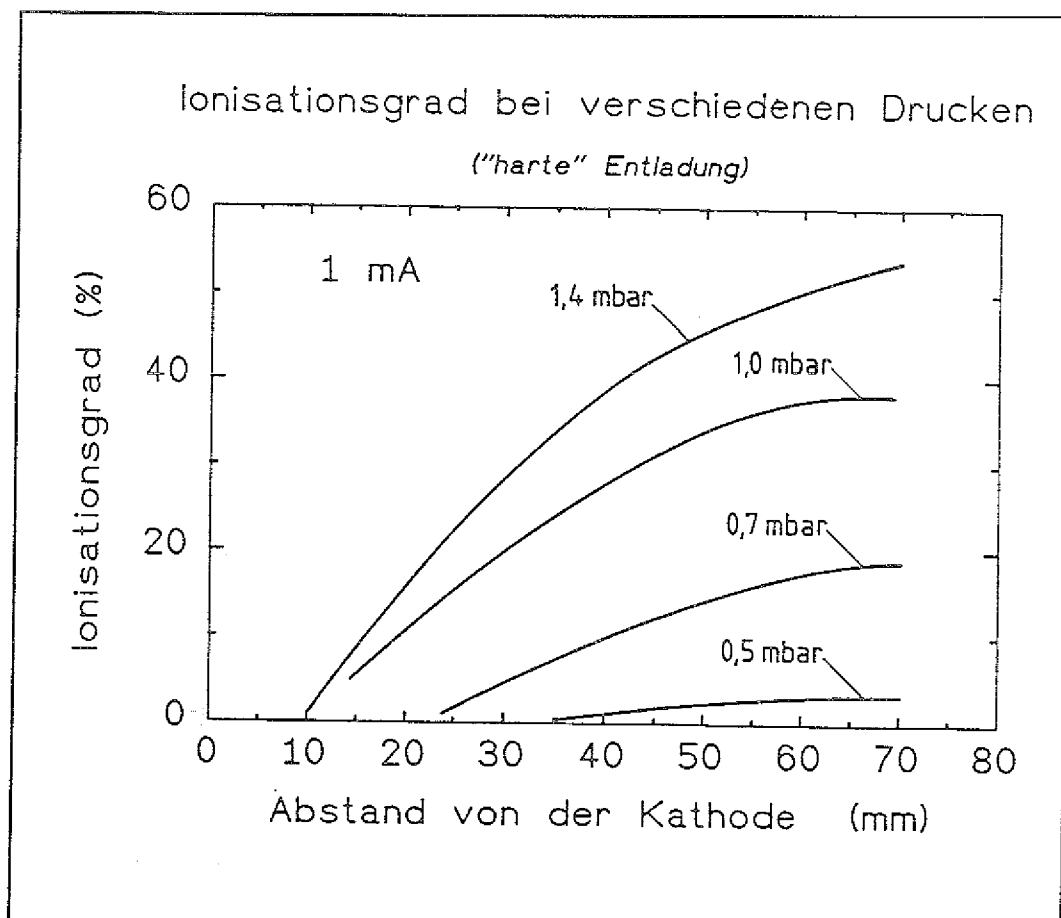


Abb.<4,11>: Ionisationsgrad bei 1mA und verschiedenen Drucken in einer "harten" Entladung.

Der Ionisationsgrad steigt mit dem Druck an. Bei hohem Druck ist einerseits die metastabile Heliumdichte höher und deshalb werden mehr Ionen erzeugt, andererseits sind die Verluste der Ionen zur Wand und zur Kathode geringer wegen des kleineren Diffusionskoeffizienten.

In der "weichen" Entladung, in der der Ionisationsgrad des hohen Stroms wegen sehr hoch ist, ist dieser Unterschied nicht so groß wie in der "harten" Entladung.

4.2.3 Schlußbemerkungen: Vergleich der "harten" und "weichen" Entladung

Zum Schluß werden hier die Meßergebnisse über die abgestäubten Magnesiumatome und ihre Ionen in der "harten" und "weichen" Entladung kurz zusammengefasst.

- * Das Atomprofil hat in beiden Fällen ein Maximum in der Nähe der Kathode und zeigt einen fast exponentiellen Abfall zur Anode. Es wird durch die Diffusion und Ionisation der Atome bestimmt. Das Ionenprofil hat ein Maximum im negativen Glimmlicht und zwei Flügel zu den Elektroden. Der dominante Ionisationsprozeß ist die Penning-Ionisation, und das Ionenprofil hängt von dem Profil der Heliumatome im Triplett-Zustand ab.
- * Die maximale Atomdichte in der "harten" Entladung ist bei demselben Druck und Strom 30-300 mal größer als die in der "weichen" Entladung. Dieser Unterschied stammt aus der unterschiedlichen Zerstäubungsausbeute zwischen Magnesium und Magnesiumoxyd sowie aus der unterschiedlichen Spannung. Die Lage des Dichtemaximums hängt nur vom Druck ab.
- * Der Ionisationsgrad steigt in beiden Fällen mit Strom und Druck an.

4.3 Radiale Dichteverteilung der Magnesium-Atome und -Ionen

Die radialen Dichteverteilungen von Magnesiumatomen und -Ionen geben wichtige Hinweise auf die Stromverteilung auf der Kathode. Ferner ist es dann möglich zu überprüfen, inwieweit ein eindimensionales Modell der Glimmentladung gerechtfertigt ist.

Zur Messung der radialen Dichteverteilung wird der Photomultiplier in Richtung parallel zur Laserachse (senkrecht zur Achse der Glimmentladung) verschoben. Die Blende von $0,2 \times 0,5$ cm vor dem Photomultiplier entspricht einer räumlichen Auflösung in radialer Richtung von 0,14 cm. Mit einem Laserstrahl von $\phi \geq 0,2$ cm ist das beobachtete Anregungsvolumen ca. $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3$ groß. Die radiale Dichteverteilung wird innerhalb und außerhalb des zylindrischen Volumens zwischen den Elektroden gemessen.

4.3.1 Die Atome

Abbildung <4,12> zeigt die radiale Dichteverteilung der Magnesiumatome bei 1mA und verschiedenen Druckwerten in einer "harten" Glimmentladung.

Bei 1,0 und 0,7 mbar ist die radiale Dichteverteilung bei 4 mm und 6 mm (entspricht der Lage des axialen Dichtemaximums bei beiden Drucken) homogen über den Kathodendurchmesser, d.h. in diesen Fällen ist die Stromdichte auf der Kathode homogen verteilt. Bei 1,4 mbar brennt die Entladung nahezu im normalen Bereich, der Strom ist in der Kathodenmitte konzentriert und die Stromdichte ist nicht mehr homogen. Beim niedrigen Druck von 0,5 mbar befindet sich die Entladung im stark anormalen Bereich ($I = 1\text{mA}$); die Stromdichte ist hier auch inhomogen, da der Kathodenfall nicht klein ist im Vergleich zum Kathodenradius.

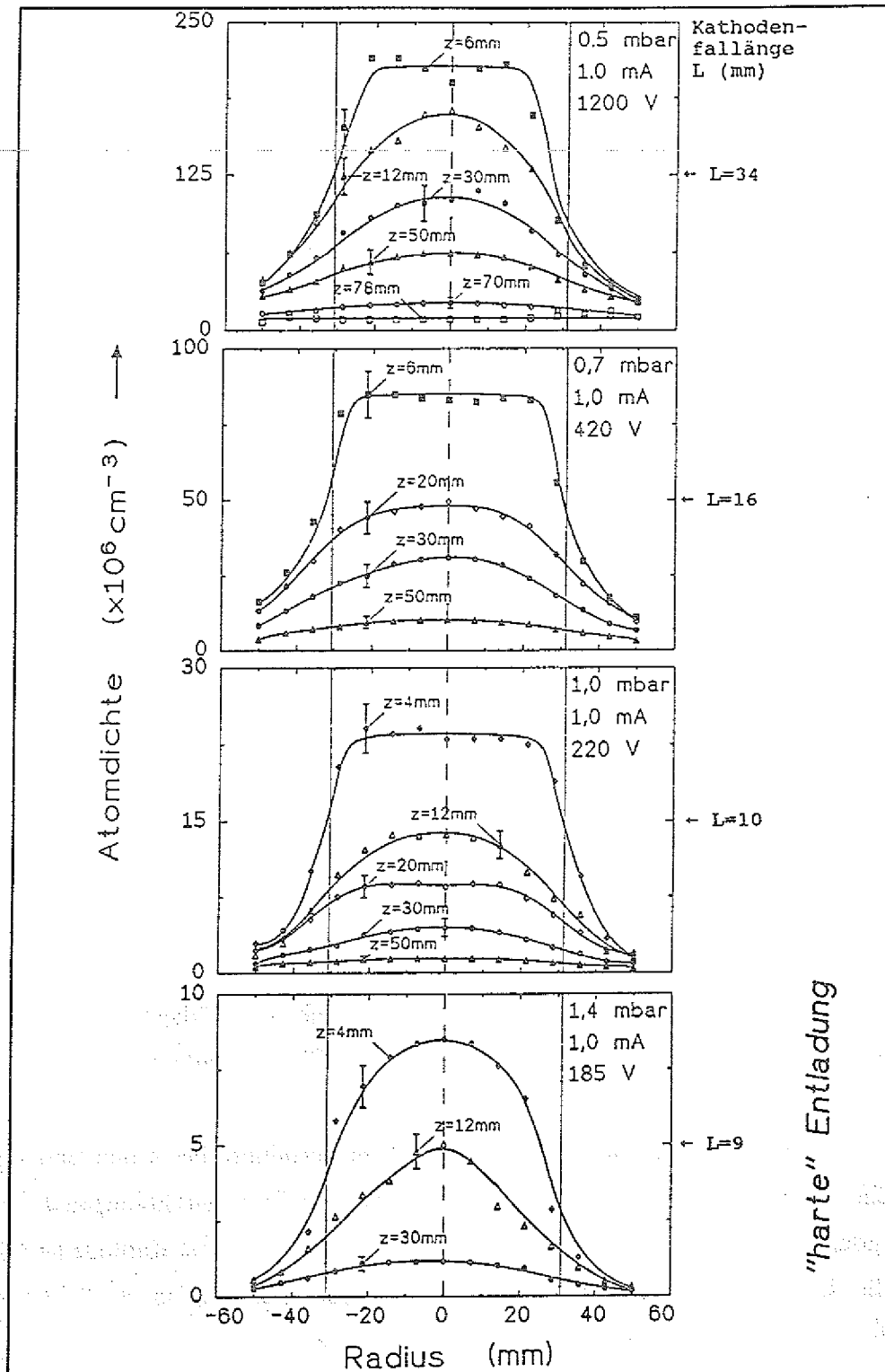


Abb.<4,12>: Radiale Dichteverteilungen der Magnesiumatome bei 1mA und unterschiedlichen Drucken in der "harten" Entladung. z ist der Abstand von der Kathode. Die zwei vertikalen Linien kennzeichnen den Elektrodendurchmesser. Die Wand ist bei $r = 150 \text{ mm}$.

Im Glimmlicht und in der positiven Säule ist die radiale Dichteverteilung ein typisches Diffusionsprofil. Das Profil hat ein Maximum auf der Entladungsachse und zwei symmetrische Flügel zur Wand hin. Der radiale Dichtegradient der Atome wird zur Anode hin kleiner, weil die axiale Atomdichte kleiner wird.

4.3.2 Die Ionen

Die radialen Dichteverteilungen der Magnesiumionen bei 1 mA und verschiedenen Druckwerten sind in Abbildung <4,13> dargestellt. Die radiale Dichteverteilung der Magnesiumionen weit weg vom Kathodenfall ist auch ein Diffusionsprofil, d.h. die Ionendichte ist in der Mitte größer als an der Wand.

Die Profile in der Nähe des Kathodenfalls sehen ganz anders aus. Bei niedrigem Druck, z.B. 0,5 mbar, ist diese Tendenz sehr offensichtlich. 50 mm weit von der Kathode hat das Profil ein Maximum in der Mitte, aber 40 mm weit von der Kathode zeigt es kein Maximum mehr. Noch näher an der Kathode ist die Krümmung des Profils umgekehrt, d.h. in der Mitte ist eine Dichtemulde. Es wird erwartet, daß die elektrische Feldstärke im zylindrischen Volumen zwischen den Elektroden größer ist als außerhalb. In der Nähe der Kathode, wo das Feld steil ansteigt, ist dieser Unterschied stärker ausgeprägt. Die höhere Driftgeschwindigkeit im Zentrum führt zu einer stärkeren Abnahme der Dichte als am Rand des zylindrischen Volumens. Es gibt hier einen Übergang zwischen dem normalen Diffusionsprofil und dem Profil nahe der Kathode.

Zum Schluß werden die dreidimensionalen Dichteverteilungen der Magnesium-Atome und -Ionen bei einem Druck von 1,0 mbar und 0,5 mbar dargestellt, jeweils bei 1 mA Stromstärke.

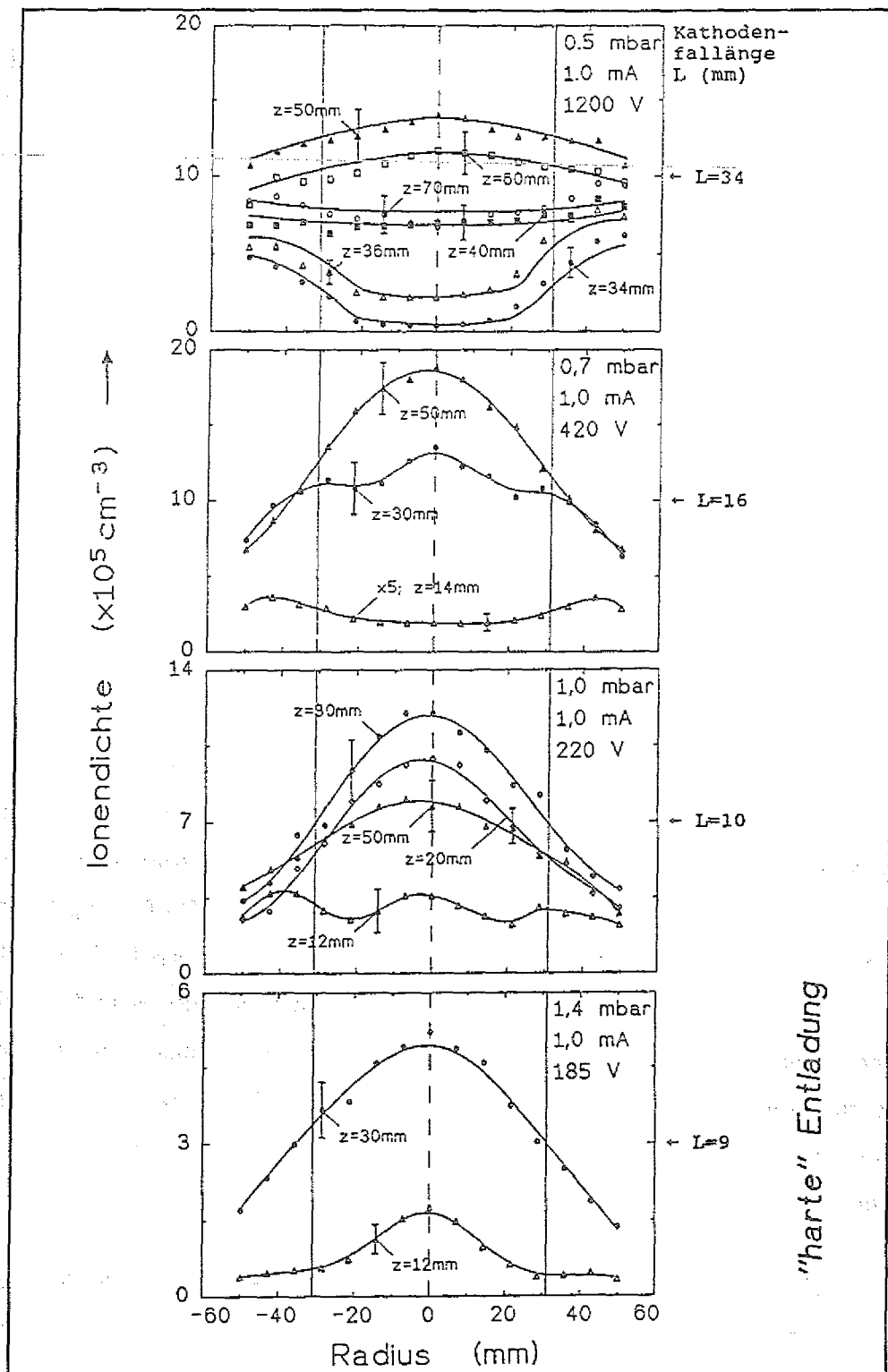


Abb. <4,13>: Radiale Dichteverteilungen der Magnesiumionen bei 1 mA und unterschiedlichen Drucken in der "harten" Entladung. z ist der Abstand von der Kathode. Die zwei vertikalen Linien kennzeichnen den Elektrodendurchmesser. Die Wand ist bei $r = 150 \text{ mm}$.

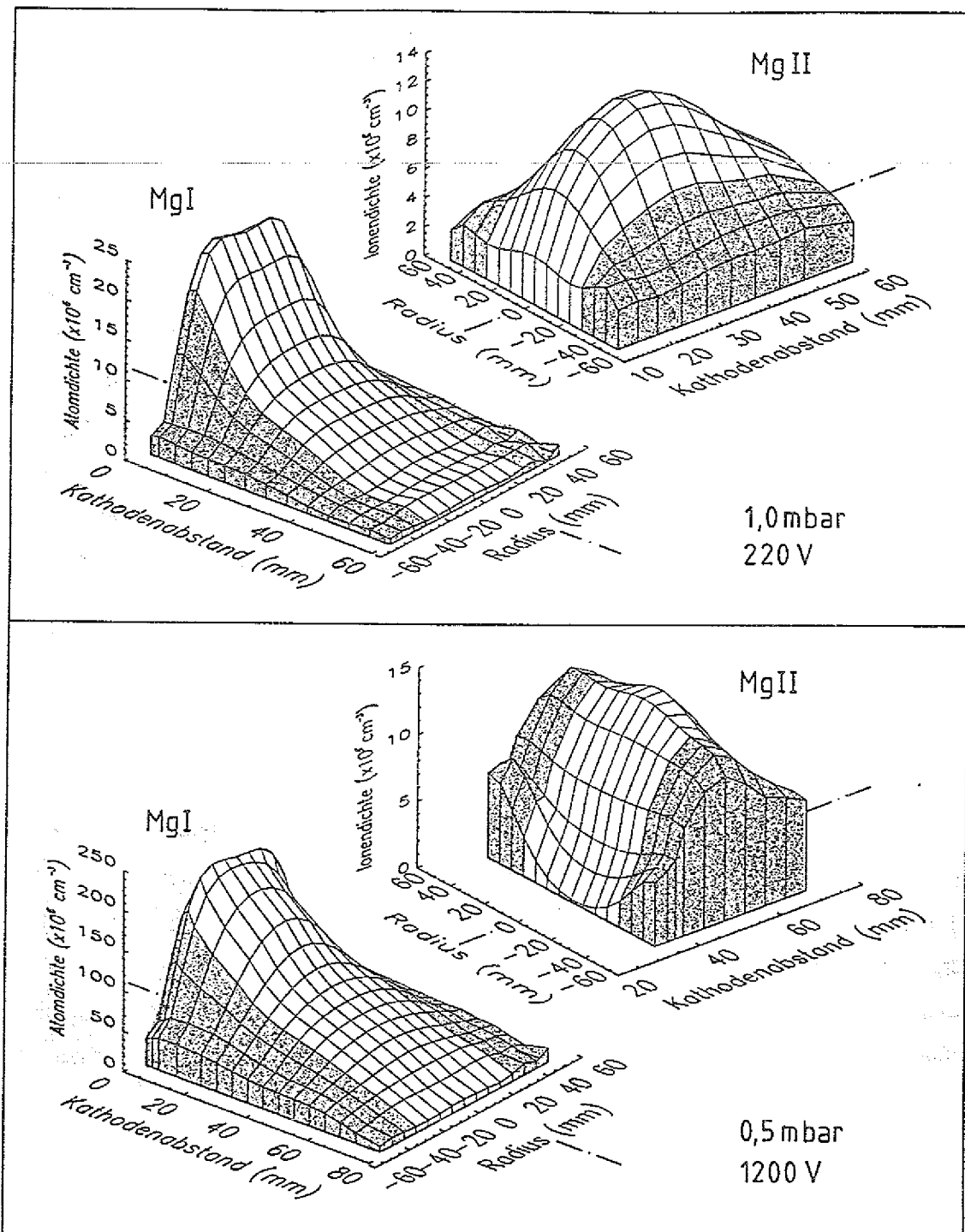


Abb. <4,14>: Dreidimensionale Dichteprofile von MgI und MgII (Fluoreszenzmessung). Alle Aufnahmen in einer "harten" Entladung mit $I = 1\text{ mA}$. Der helle Bereich kennzeichnet das zylindrische Entladungsvolumen. Zur Darstellung der Ionenprofile wurden die Achsen um 90° in Bezug auf die Atomprofile gedreht. Dadurch wird der interessierende Bereich vor dem Kathodenfall besonders deutlich dargestellt.

4.4 Messung der Driftgeschwindigkeit der Magnesium-Ionen

Damit der Laserstrahl in der Richtung der Driftgeschwindigkeit der Ionen liegt, wird er durch die Mitte der Kathode eingeführt. Das Fluoreszenzsignal wird in der senkrechten Richtung beobachtet (siehe Kapitel 3.1.2). In diesem Fall, wurde eine Schlitzblende von $0,5 \times 5$ mm vor den Photomultiplier gelegt, um eine höhere räumliche Auflösung zu kriegen, weil der Übergang zwischen dem negativen Glimmlicht und Kathodenfall in unserer Glimmentladung sehr scharf (ca. 0,5 mm) ist. Die Verkleinerung der Schlitzblende in dieser Messung reduziert die entsprechende Empfindlichkeit um einen Faktor 40 im Vergleich zur Dichtemessung, in der eine Schlitzblende von 20×5 mm benutzt wurde. Die Nachweisgrenze beträgt hier etwa 10^5 Ionen/cm³. Wenn der Fluß der Magnesiumionen vom negativen Glimmlicht zur Kathode unter stationären Bedingungen konstant ist, führt eine Zunahme der Driftgeschwindigkeit zu einer entsprechenden Abnahme der lokalen Ionendichte. Dieses begrenzt die maximal meßbare Driftgeschwindigkeit der Ionen.

Die Messung der Driftgeschwindigkeit wird bei verschiedenen Druckwerten versucht. Die Dopplerverschiebung kann im negativen Glimmlicht nicht aufgelöst werden. Man kann nur eine obere Grenze von 0,2 pm geben. Eine deutliche Verschiebung wird am Übergang zwischen dem Glimmlicht und Kathodenfall bei 0,5 mbar beobachtet. Bei hohem Druck ($\geq 0,7$ mbar in unserem Experiment), ist der Übergang zwischen dem negativen Glimmlicht und dem Kathodenfall so scharf, daß die Driftgeschwindigkeit der Ionen eine dramatische Zunahme auf einer Strecke von nur 0,5 mm zeigt. Die Ionendichte wird so klein, daß sie kaum detektiert werden kann.

Abbildung <4,15> zeigt das Profil der MgII-Linie mit verschiedener Kathodenentfernung bei 0,5 mbar. Das Referenzprofil wird bei demselben Druck und Strom mit einem Laserstrahl parallel zur Kathode gemessen. Die Laserspektralbreite wird mit der OGE-Methode gemessen und hat einen Wert von etwa 0,7 pm. In Berücksichtigung der Laserbreite wird für die Halbwertsbreite des Spektralprofils ein Wert von 0,8 pm abgeleitet, der etwa der Zimmertemperatur entspricht. Eine größere Verbreiterung wurde nur bei höherer Entladungsleistung beobachtet.

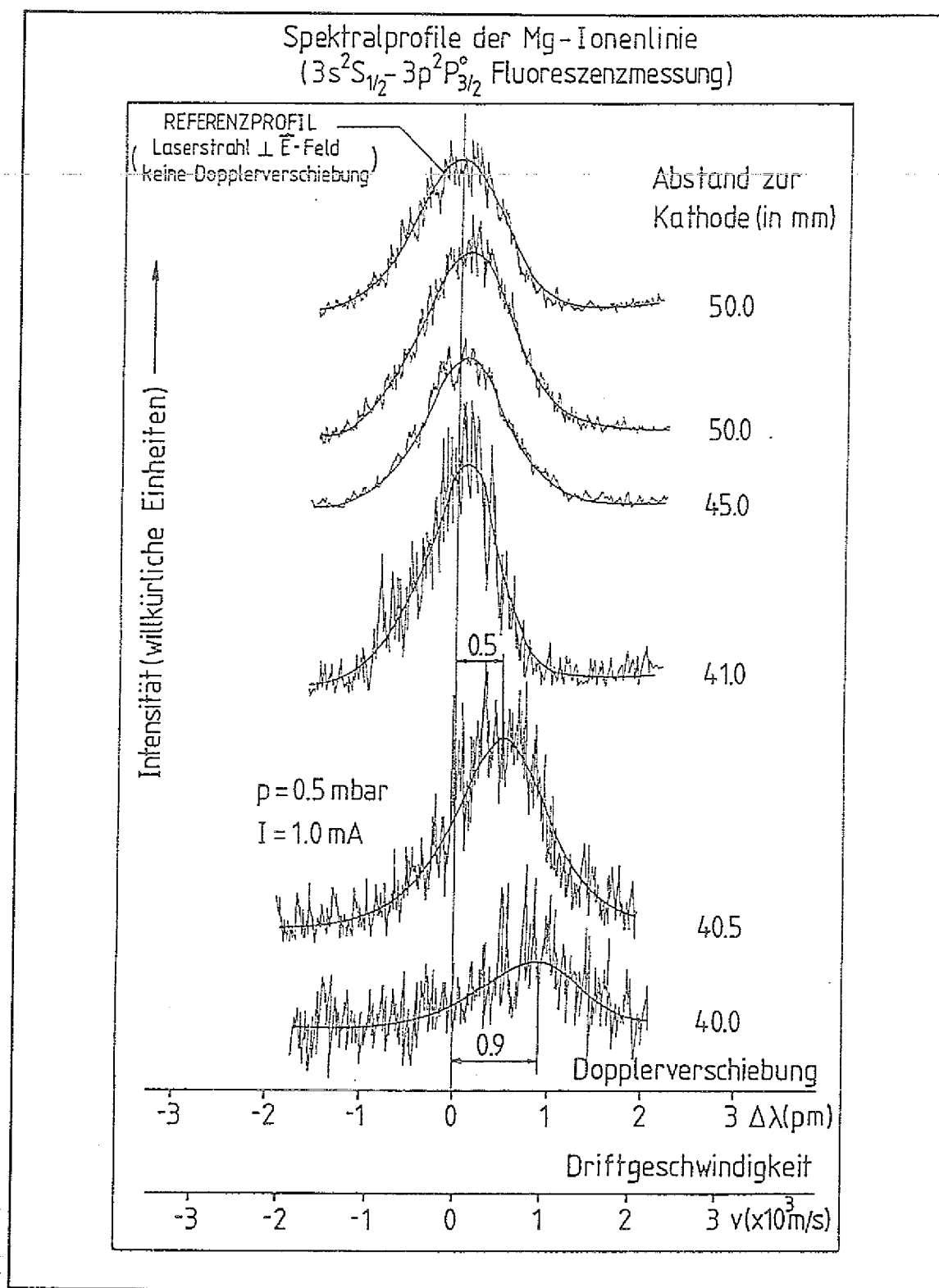


Abb. <4,15>: Spektralprofil der Magnesiumionen bei 0,5mbar in der "harten" Entladung. Die Zunahme der Wellenlänge entspricht eine Zunahme der Driftgeschwindigkeit in der Richtung zur Kathode. Die Kathodenfalllänge beträgt etwa 34mm.

Die Dopplerverschiebung im negativen Glimmlicht ist kleiner als 0,2pm und entspricht einer maximalen Driftgeschwindigkeit von $2,1 \cdot 10^4$ cm/s. Dieser Wert ist mit der mittleren Geschwindigkeit der Magnesiumionen bei Zimmertemperatur (300 K) von $5 \cdot 10^4$ cm/s vergleichbar. Die Beweglichkeit des Magnesiumions in Helium ist in der Literatur nicht vorhanden. Eine gute Näherung bietet die Beweglichkeit des Natriumions in Helium; sie wird in der folgenden Rechnung angesetzt. Mit $\mu = 5,0 \cdot 10^4$ cm²/(V·s) bei 0,5 mbar [46] ergibt sich ($E = V_D/\mu$) eine Feldstärke im negativen Glimmlicht von weniger als 0,4 V/cm.

Der Kathodenfall ist bei 0,5mbar und 1mA etwa 34mm lang. Der Übergang zwischen dem Kathodenfall und Glimmlicht ist in diesem Fall nicht so scharf wie der bei hohem Druck und eine Dopplerverschiebung von 0,9pm wird beobachtet. Sie entspricht einer Driftgeschwindigkeit von $9,4 \cdot 10^4$ cm/s. Die abgeleitete Feldstärke an diesem Ort beträgt 1,9 V/cm.

5. Modellrechnung und Interpretation

5.1 Berechnung des Flusses der abgestäubten Atome

Der Fluß der abgestäubten Magnesiumatome in der "harten" Entladung kann an der Kathode unter Berücksichtigung der Energieverteilung der auftreffenden Heliumionen und mit Hilfe einer empirischen Formel von Bay und Bohdansky für die Zerstäubungsausbeute berechnet werden. Die Stromabhängigkeit dieses Atomflusses kann mit der beobachteten Stromabhängigkeit der maximalen Atomdichte bei einem bestimmten Druck verglichen werden. Dieser Vergleich zeigt den Einfluß der Entladungsparameter auf die Zerstäubung der Magnesium-Kathode. Die Rechnung wird hier für 1 mbar gemacht.

Durch Umladungstöße erzeugte Heliumatome treffen auch auf die Kathode und tragen zur Kathodenzerstäubung bei. Um den absoluten Wert des Magnesiumatomflusses zu berechnen, müßte dieser Beitrag von Heliumatomen betrachtet werden. Für die folgende Rechnung der Stromabhängigkeit des Magnesiumatomflusses werden jedoch nur die Heliumionen berücksichtigt. Der Beitrag der Atome führt lediglich dazu, daß der Fluß der Heliumionen effektiv erhöht wird, d.h. daß die Größe $\Gamma(E)$ einen zusätzlichen Proportionalitätsfaktor erhält.

Für die Berechnung des Flusses der aus der Kathode abgestäubten Atome wird die Energieverteilung der Heliumionen an der Kathode aus Gleichung(2,7) zu Grunde gelegt. Bei 1 mbar liegt die Kathodenfalllänge der "harten" Entladung im Bereich von 10-18 mm. Die entsprechende freie Weglänge bei diesem Druck kann aus $\Lambda = 1/(\sigma_c n)$ berechnet werden, wobei $\sigma_c = 22,1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ [4] der Umladungsquerschnitt und $n = 2,67 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ die Gasdichte ist. Die freie Weglänge beträgt 0,07 mm bei 1 mbar. Sie ist viel kleiner als die Kathodenfalllänge. Gleichung(2,4), die die Energieverteilung der Ionen an der Kathode wiedergibt, gilt für unsere Entladung. Die mittlere Energie der Heliumionen an der Kathode kann also mit Gleichung(2,5) abgeschätzt werden.

Zur besseren Orientierung sind die benötigten Gleichungen hier einmal wiedergegeben:

$$V_m \approx \frac{V_c}{\sigma_c n L} \quad (2,5)$$

$$\Gamma(V) = \frac{3j}{4eV_m} e^{-\frac{V}{V_m}} \quad (2,7)$$

$$\psi(E) = Y(E) \Gamma(E) = C \cdot E^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{1}{E}\right)^{\frac{7}{2}} e^{-\frac{V_{th} E}{V_m}} \quad (2,26)$$

$$C = 4,78 \cdot 10^{-3} \frac{M_2}{e} \frac{V_{th}}{V_m} j \cdot \gamma^{\frac{5}{3}}$$

$$\phi = \int_1^{E_c} \psi(E) dE \quad (2,27)$$

Die Energieverteilung der Heliumionen an der Kathode wird in Abbildung <5,1> dargestellt. Die Energieverteilung der Heliumionen zeigt, daß der Fluß ϕ der Ionen, deren Energie größer als die Schwellenenergie der Zerstäubung ist, nicht proportional zum Strom ist. Er hängt auch von der Kathodenspannung und der Kathodenfalllänge ab. Die berechneten Werte für ϕ bei verschiedenen Stömen sind in Tabelle <5,1> zu finden.

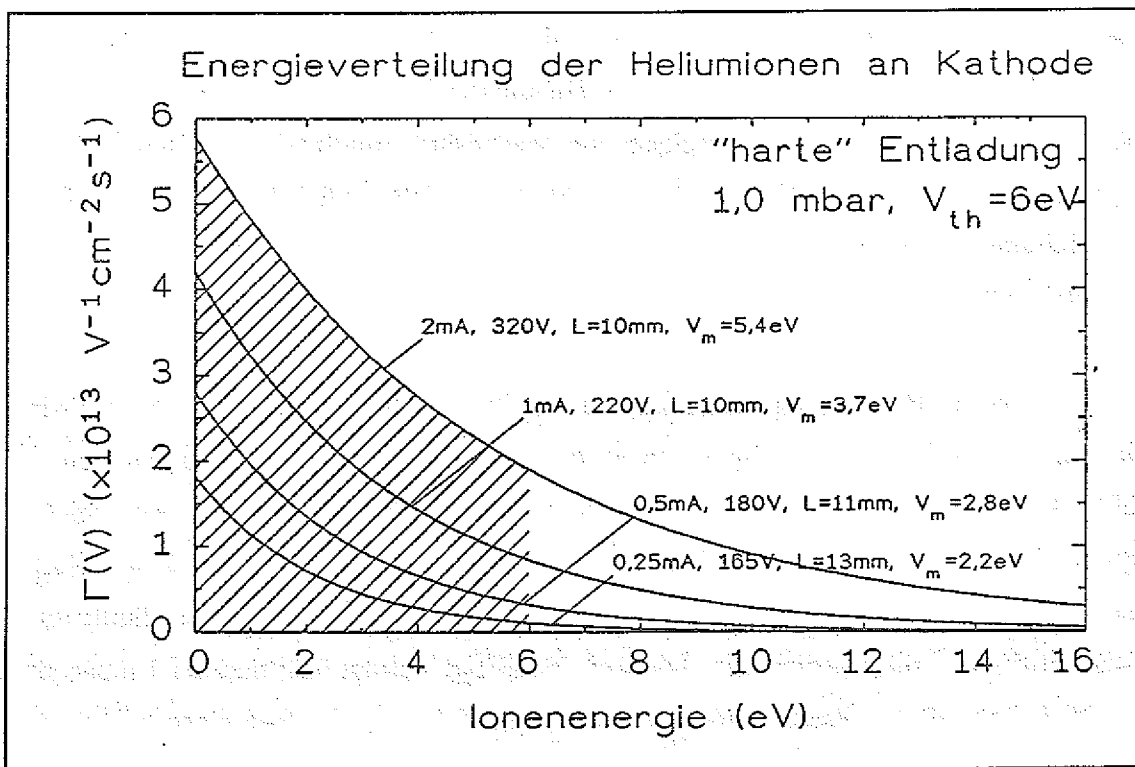


Abb. <5,1>: Energieverteilung der aufprallenden Heliumionen bei 1mbar in der "harten" Entladung. Das dunkle Gebiet liegt unter der Schwellenenergie.

Die Bindungsenergie des Magnesiums beträgt nach [59] 1,51 eV. Die Schwellenenergie für Zerstäubung des Magnesiums unter Bombardement durch Heliumionen kann mit Gleichung(2,25) $V_{th} = E_B/(1-\gamma)\gamma$ berechnet werden. Sie beträgt 6,0 eV.

Tabelle<5,1> stellt die gemessenen und berechneten Parameter der "harten" Entladung bei 1 mbar und unterschiedlichen Strömen dar.

Tabelle<5,1>

Druck p (mbar)	1,0			
freie Weglänge λ (mm)	0,07			
Strom I (mA)	0,25	0,5	1,0	2,0
Stromdichte j (A/cm ²)	$8,33 \cdot 10^{-6}$	$1,67 \cdot 10^{-5}$	$3,33 \cdot 10^{-5}$	$6,66 \cdot 10^{-5}$
Spannung $V_c \pm 10\%$ (V)	165	180	220	320
Kathodenfalllänge $L \pm 1$ (mm)	13	11	10	10
mittlere Ionenenergie V_m (eV)	2,15	2,77	3,73	5,40
$E_c = V_c/V_{th}$	27,5	30,0	36,7	53,3
gemessene maximale Atomdichte (cm ⁻³)	$8,2 \cdot 10^5$	$4,0 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^8$
Heliumionenfluß $\varphi(V > V_{th})$ (cm ⁻² s ⁻¹)	$2,4 \cdot 10^{12}$	$9,0 \cdot 10^{12}$	$3,1 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{14}$
berechneter Fluß der abgestäubten Atome an der Kathode ϕ (cm ⁻² s ⁻¹)	$2,6 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$9,1 \cdot 10^{10}$	$5,3 \cdot 10^{11}$
Quotient des Atomflusses und Ionenflusses ϕ/φ	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$

Abbildung <5,2> zeigt den differentiellen Atomfluß Ψ aus der Kathode pro Energieeinheit der einfallenden Ionen (Gleichung (2,26)). Man sieht von diesem Bild, daß die maximalen Atomflüsse von den Ionen freigesetzt werden, deren Energie ungefähr doppelte Schwellenenergie der Zerstäubung ist. Der gesamte Fluß ϕ der abgestäubten Magnesiumatome ergibt sich aus der Integration dieses differentiellen Atomflusses und wird mit Gleichung (2,27) berechnet.

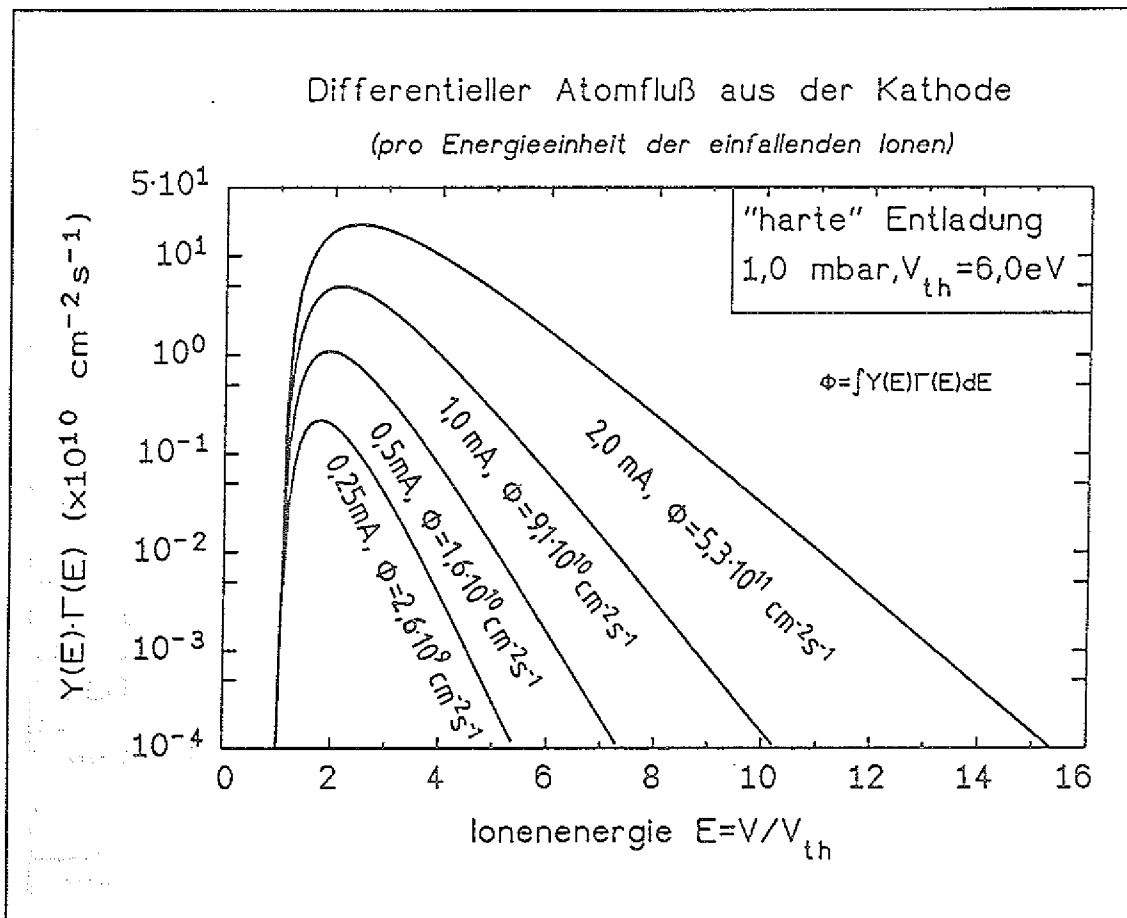


Abb. <5,2> differentieller Atomfluß aus der Kathode pro Energieeinheit der einfallenden Ionen bei 1 mbar und verschiedenen Stömen in der "harten" Entladung. Der gesamte Atomfluß ergibt sich aus der Integration dieses differentiellen Atomflusses.

Die Stromabhängigkeit des Magnesiumatomflusses ϕ aus der Kathode und des Heliumionenflusses φ auf die Kathode wird in Abbildung <5,3> gezeigt. Der Magnesiumfluß ist zwei Größenordnungen kleiner als der Heliumfluß, aber die Steigerung

des Magnesiumatomflusses ist größer als der Heliumionenfluß, d.h. die Zerstäubungsausbeute steigt mit der Ionenenergie, die mit dem Strom ansteigt.

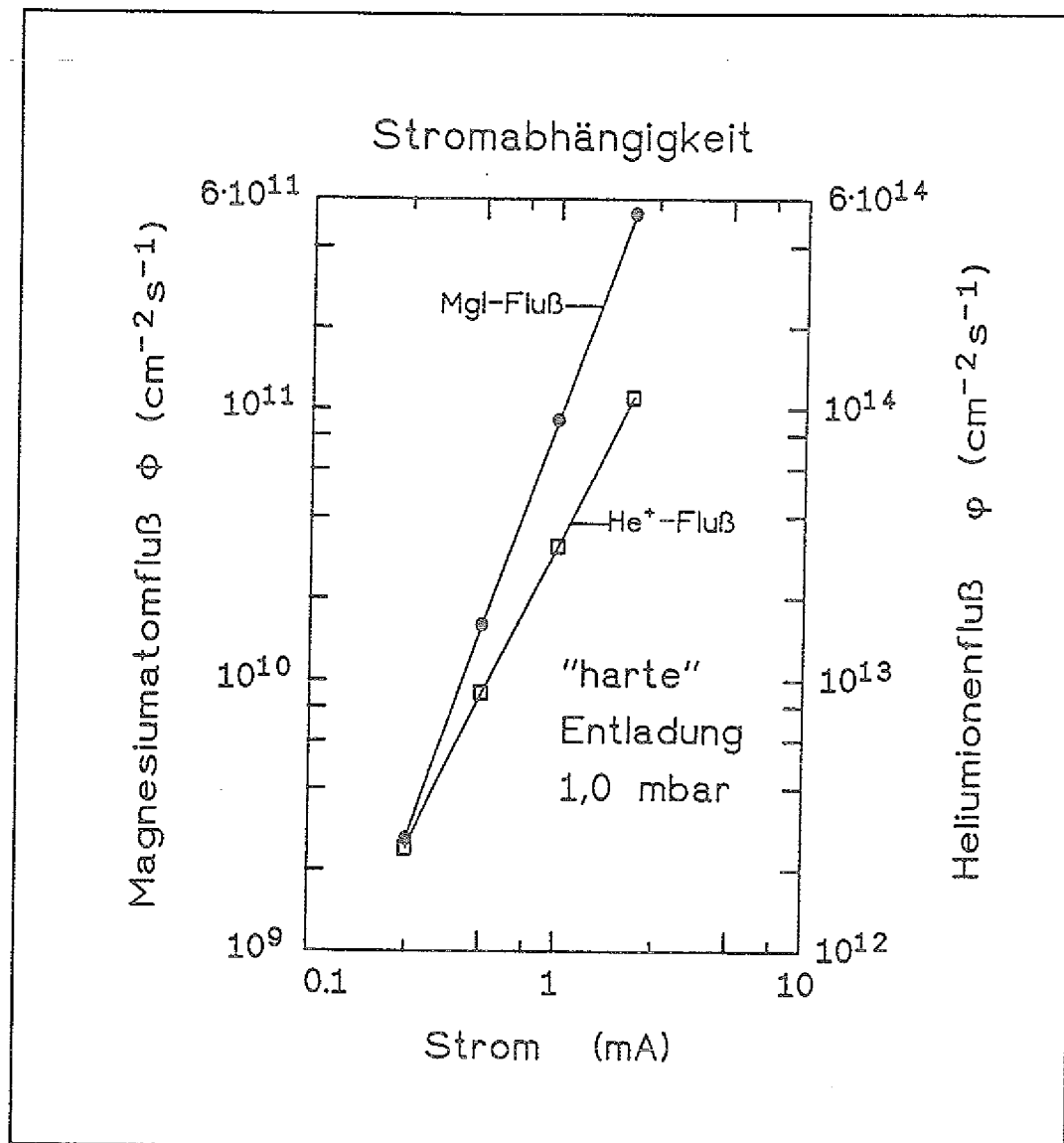


Abb.<5,3> Stromabhängigkeit des Magnesiumatomflusses und des Heliumionenflusses bei 1mbar in der "harten" Entladung.

Die berechneten Atomflüsse bei 1 mbar und verschiedenen Strömen zeigen eine ähnliche Stromabhängigkeit wie die gemessenen maximalen Atomdichten (siehe Abbildung<5,4>). Bei demselben Druck soll die Stoßwirkung zwischen Magnesiumatomen und Heliumatomen bei verschiedenen Strömen nicht sehr unterschiedlich in diesem Strom- und Spannungsbereich sein, weil die mittlere Energie der abgestäubten Magnesiumatome nicht sehr unterschiedlich ist. Das Abbremsprozeß der abgestäubten Magnesiumatome ist

demzufolge bei verschiedenen Strömen fast gleich. D.h. die maximale Magnesiumatomdichte ist proportional zum Atomfluß aus der Kathode und die Stromabhängigkeit des Flusses und der Dichte ist gleich. Dies wurde experimentell festgestellt, wie in Tabelle <5,1> und Abbildung <5,4> bestätigt. Die noch verbleibenden Abweichungen lassen sich mit einer geringen Oxydbedeckung bei kleinen Stromdichten erklären.

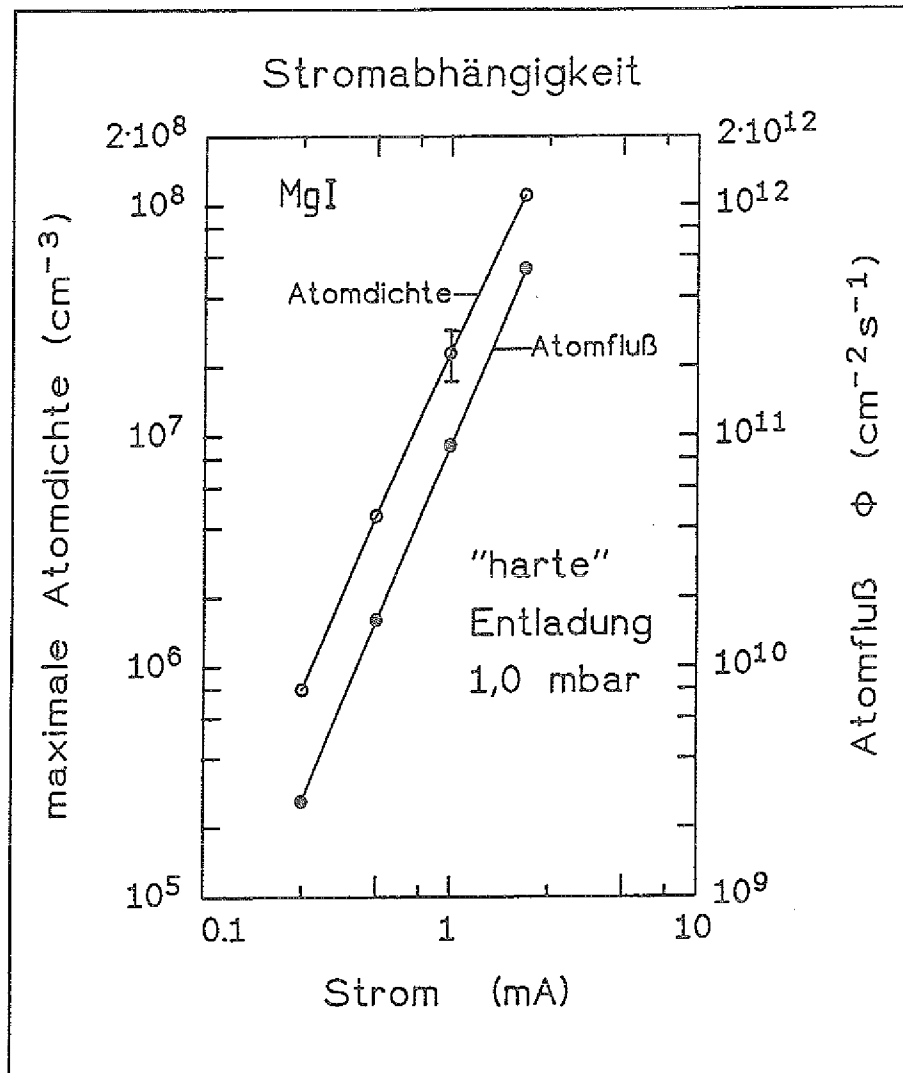


Abb. <5,4> Stromabhängigkeit der beobachteten maximalen Magnesiumatomdichte und der Magnesiumatomflüsse an der Kathode.

Der Quotient vom Magnesiumatomfluß zum Heliumionenfluß liegt im Bereich von 10^{-3} . Dies repräsentiert in gewissem Maße die Zerstäubungsausbeute des Magnesiums unter Heliumionen bei niedriger Ionenenergie.

5.2 Interpretation der "harten" und "weichen" Entladung

In allen unseren Versuchen wurden zwei Entladungsmoden beobachtet, nämlich: eine "harte" bzw. "weiche" Entladung. Die zwei Moden unterscheiden sich sehr stark in der elektrischen Charakteristik und Kathodenzerstäubung. Bei gleichem Druck und Strom ist die Kathodenspannung und die maximale Dichte der abgestäubten Magnesiumatome in der "harten" Entladung viel größer als in der "weichen" Entladung.

In unserem Experiment wurde festgestellt, daß die zwei Moden hauptsächlich vom Zustand der Kathodenoberfläche abhängen. Die "weiche" Entladung tritt mit einer neu polierten Kathode auf. Nach [48] wird die neu polierte Magnesiumkathode schnell oxydiert und hat eine Oxydschicht von etwa $70\text{\AA}$ dick. Die Kathodenoberfläche in der "weichen" Entladung ist oxydiert. Hier wird bestätigt, daß der große Unterschied bei der elektrischen Charakteristik und der Kathodenzerstäubung zwischen der "harten" und "weichen" Entladung mit der Oxydierung der Kathodenoberfläche erklärt werden kann.

Die unterschiedliche elektrische Charakteristik der beiden Moden stammt von der unterschiedlichen Sekundärelektronenausbeute von Magnesium und Magnesiumoxyd. Güntherschulze und Betz haben die Sekundärelektronenemission einer Magnesiumkathode in einer Ar-Glimmentladung bei 1000V Kathodenfallspannung untersucht [55]. Am Anfang war die Mg-Kathode oxydiert und ein Emissionsvermögen von 1,88 wurde beobachtet. Nach ungefähr 10 min war die Oxydschicht durch Zerstäubung beseitigt und das Emissionsvermögen sankt auf einen Wert von 0,37 ab. Gleichzeitig war der Strom bei gleicher Spannung in der Entladung mit metallischer Kathode viel geringer als der mit der oxydierten Kathode.

Szapiro et al. [56] haben die Sekundärelektronenausbeute von Magnesiumoxyd gemessen. Der Vergleich ihres Meßwerts mit dem für reines Magnesium von Knoll et al. erhaltene [18] ergibt einen Faktor größer als 30. Das Emissionsvermögen von Magnesiumoxyd ist also viel größer als das von Magnesium. Dieser Unterschied verursacht nach der Diskussion im Kapitel 2 den großen Unterschied zwischen "harter" und "weichen" Entladung.

Die Kathodenzerstäubung reiner und oxydbedeckter Mg-Kathoden wurde von Güntherschulze und Betz untersucht[11]. Die Kathodenzerstäubung der metallischen Kathode wurde in einer Ar-Entladung gemacht, während die oxydbedeckte Kathode in einer Sauerstoff-Entladung untersucht wurde, um eine Oxydschicht an der Kathodenoberfläche zu erhalten. Die Glimmentladung brannte bei einer Kathodenfallspannung von 2kV. Aus dem Vergleich der Ergebnisse von den zwei Experimenten ergab sich ein Faktor von etwa 250 zwischen der Kathodenzerstäubung der metallischen und oxydierten Kathoden, wobei eine reine Kathode die viel stärkere Zerstäubung aufwies. In unserem Experiment wird ein Faktor von 30-300 zwischen der maximalen Atomdichte der "harten" und "weichen" Entladung beobachtet.

Im Zerstäubungsprozeß mit einem zwei Komponenten Target wie bei MgO, kann ein Metallatom oder ein ganzes Molekül abgestäubt werden. Das Verhältnis der Zahl der Moleküle zur Gesamtzahl der abgestäubten Teilchen hängt von der Bindungsenergie des Moleküls ab. Coburn et al.[57] haben das Verhältnis $MO/(M+MO)$, wobei M Metall und O Sauerstoff ist, für verschiedene Metalloxyde MO in einer rf-Entladung untersucht. Er hat gefunden, daß je größer die Bindungsenergie, desto größer das Verhältnis ist. Die Bindungsenergie des MgO ist gleich der Wärme für die Aufspaltung des Moleküls und beträgt etwa 6 eV [59]. Das Verhältnis $MgO/(Mg+MgO)$ liegt nach [57] ungefähr bei 10-20%, d.h. es werden mehr Mg als MgO in der "weichen" Entladung abgestäubt.

Um eine Abschätzung für die Schwellenenergie für Zerstäubung des Magnesiums in der MgO Verbindung zu erhalten, nehmen wir die Oberflächenenergie des Magnesiumatoms in MgO und den γ -Wert (vergl. Gleichung(2,25)) für He-Mg stöße. Wir erhalten $V_{th}=24$ eV.

Tabelle<5,2> sammelt die Entladungsparameter und das Ergebnisse der Rechnung für "harte" und "weiche" Entladung.

Tabelle <5,2>

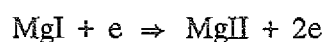
	harte	weiche	Quotient
Druck p (mbar)	1	1	
Strom I (mA)	1	10	
Spannung V_c (V)	220	120	1,83
Kathodenfalllänge λ (mm)	10	5	2,5
mittlere Ionenenergie V_m (eV)	3,73	4,1	0,73
Schwellenenergie V_{th} (eV)	6	24	0,25
gemessene maximale Atomdichte (cm^{-3})	$2,3 \cdot 10^7$	$9,1 \cdot 10^5$	25,6

Man sieht, daß die Kathodenspannung in der "harten" Entladung größer ist als in der "weichen" Entladung. Die mittlere Energie der auf die Kathode auftreffenden He-Ionen ist in der "harten" Entladung aber kleiner als in der "weichen" Entladung, weil die Kathodenfalllänge in der "weichen" Entladung kürzer ist. Der Gesamtionenfluß in der "harten" Entladung ist ein Faktor 10 kleiner als in der "weichen" Entladung. Trotzdem ist die maximale Magnesiumatomdichte in der "harten" Entladung einen Faktor 25,6 größer als in der "weichen" Entladung.

5.3 Ionisationsmechanismus der Magnesiumatome

In den durchgeführten Messungen werden sehr hohe Ionisationsgrade ($> 50\%$) der Magnesiumatome beobachtet, während der Ionisationsgrad des Heliums im Glimmlicht nur etwa 10^{-5} beträgt. Wenn man diesen Unterschied der Ionisationsgrade unter der Voraussetzung der Elektronenstoßionisation aus dem Grundzustand erklären will, muß man eine Elektronentemperatur von $T_e < 3$ eV voraussetzen. Dabei sind Mehrstufenprozesse, z.B. über metastabile He-Zustände, vernachlässigt. Ihre Berücksichtigung würde den abgeschätzten Wert von T_e weiter erniedrigen.

Die Ionenerzeugungsrate Q_e des Magnesiums durch Elektronenstöße



hat folgenden Ausdruck:

$$Q_e = n_e \langle \sigma_e v_e \rangle. \quad (5,1)$$

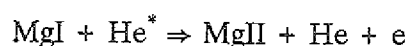
Dabei ist n_e die Elektronendichte,
 σ_e der Ionisationsquerschnitt der Magnesiumatome durch Elektronenstoß,
 v_e die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen.

Die Dichte der langsamen Elektronen liegt in unserer Entladung* nach [61,62] im Bereich $< 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ mit einer mittleren Energie kleiner als 0,5 eV [62,63]. Diese Energie ist deutlich kleiner als das Ionisationspotential (7,6 eV) des Magnesiums und der entsprechende Ratenkoeffizient ist kleiner als $1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [54]. Diese thermischen Elektronen können das Magnesium offensichtlich nicht ionisieren. Nur die schnellen Elektronen $T_e \approx 3$ eV können das Magnesium ionisieren. Nach der Arbeit von Lawler et al. [62] liegt die Dichte der schnellen Elektronen im Glimmlicht unter 10^9 cm^{-3} mit einer mittleren Energie kleiner als 3 eV in unserer Entladung. Der Ratenkoeffizient $\langle \sigma_e v_e \rangle$ der

* hier wird die "harte" Entladung bei 1 mbar, 1 mA betrachtet

Elektronenstoßionisation des Magnesiums hat bei der Elektronentemperatur von 3 eV einen Wert von $2,3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [54], so daß man für die Erzeugungsrate einen Wert von $Q_e = 23 \text{ s}^{-1}$ erhält.

Es gibt noch andere Ionisationsprozesse wie zum Beispiel die Penning-Ionisation, die Photonionisation, die stufenweise Ionisation usw.. In einer Glimmentladung mit niedriger Stromdichte sind andere Ionisationsprozesse normalerweise viel kleiner als die Elektronenstoßionisation. Allein die Penning-Ionisation kann in einigen Fällen größer als die Elektronenstoßionisation sein [8]. In der Penning-Ionisation wird das Metallatom durch Stoß mit einem metastabilen Gasatom, dessen Energie größer als das Ionisationspotential des Metallatoms ist, ionisiert. Zum Beispiel in unserem Fall:



Die Ionenerzeugungsrate durch Penning-Ionisation hat folgende ähnliche Form wie (5,1):

$$Q_p = n^* \langle \sigma_p \cdot v \rangle \quad (5,2)$$

dabei ist n^* die Dichte des metastabilen Heliums, σ_p der Wirkungsquerschnitt, v die relative Geschwindigkeit zwischen den stoßenden Atomen.

In unserer Glimmentladung, ist die Dichte des Heliums im metastabilen Zustand nach [4] im Bereich von 10^{11} cm^{-3} . Der Wirkungsquerschnitt der Penning-Ionisation liegt meistens im Bereich von 10^{-14} cm^2 [64,65], hängt aber stark von der Atomart ab. Abbildung <5,5> zeigt Energiezustände des metastabilen Heliums und ionisierten Magnesiums, die zur Penning-Ionisation beitragen können.

Für eine Abschätzung nehmen wir einen Wert von 10^{-14} cm^2 für den Wirkungsquerschnitt und $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ für die Dichte des metastabilen Heliums. Die relative Geschwindigkeit ist ungefähr die mittlere Geschwindigkeit der metastabilen Heliumatome und hat einen Wert von $1,3 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$. Die Ionenerzeugungsrate durch Penning-Ionisation hat dann einen Wert von 260 s^{-1} . Dieser Wert ist etwa 10 mal größer als der für Elektronenstoßionisation, d.h. die Penning-Ionisation ist sehr wahrscheinlich der dominante Prozeß für die Ionisation des Magnesiums in unserer Entladung.

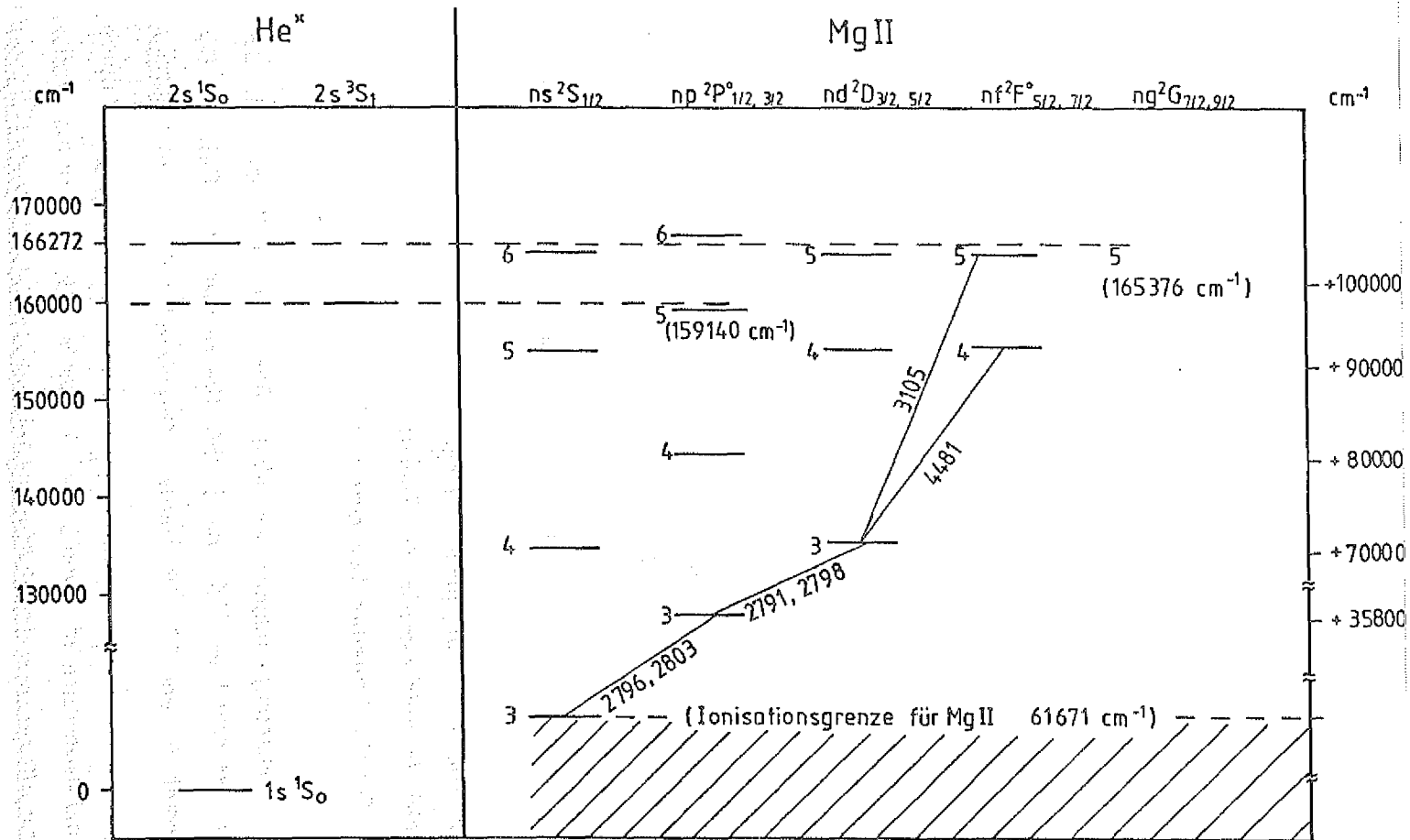


Abb. <5,5> Energieniveaus des metastabilen Heliumatoms und die entsprechenden quasi-resonanten Energieniveaus des Mg II für die Penning-Ionisation.

5.4 Abschätzung der elektrischen Feldstärke nahe dem Glimmlicht

Im Gebiet zwischen der Lage der maximalen Dichte der Magnesiumionen im Glimmlicht und dem Kathodenfall nimmt das elektrische Feld zur Kathode hin zu. Die Abnahme der Magnesiumionendichte zur Kathode stammt aus der Zunahme der Driftgeschwindigkeit der Ionen in diesem zunehmenden elektrischen Feld. Die elektrische Feldstärke kann durch Analyse der Dichte von Magnesium-atomen und -ionen in diesem Gebiet berechnet werden. Für die Rechnung werden die folgenden Annahmen gemacht:

- * Die Entladung ist stationär
- * Die Dichte des metastabilen Heliums im Glimmlicht ist konstant
- * Die Diffusion der Magnesiumionen im Glimmlicht ist viel kleiner als ihre Driftbewegung zur Kathode.
- * Das Problem wird eindimensional behandelt

Zur diesen Annahmen gilt in einer Koordinate von Anode zur Kathode die folgende Teilchenerhaltungsgleichung für die Magnesiumionen:

$$\mu \cdot \frac{d(E(z) \cdot n^+(z))}{dz} = n(z) \cdot Q_P \quad (5,3)$$

wobei $E(z)$ die Feldstärke, $n^+(z)$ die Magnesiumionendichte, $n(z)$ die Magnesiumatomdichte und Q_P die Ionenerzeugungsrate von Penning-Ionisation ist.

Aus der zweiten Annahme folgt, daß Q_P konstant ist. Dann erhalten wir folgende Lösung von (5,3):

$$E(z) = \frac{Q_P}{\mu \cdot n^+(z)} \cdot \int_0^z n(\zeta) d\zeta \quad (5,4)$$

Hier ist die Anode Nullpunkt der z-Achse, der Fluß von Mg^+ -Ionen zur Anode wird gleich Null gesetzt.

Bei 0,5 mbar und 1 mA haben wir eine Feldstärke $E(40) = 1,8 \text{ V/cm}$ gemessen. Setzen wir diese Werte in Gleichung(5,4) ein, können wir Q_p bestimmen und dann den Verlauf der Feldstärke berechnen. Abbildung<5,6> zeigt den Verlauf der elektrischen Feldstärke im Gebiet zwischen dem Kathodenfall und der Lage der maximalen Ionen-dichte, wo das obige Modell noch hinreichend gilt.

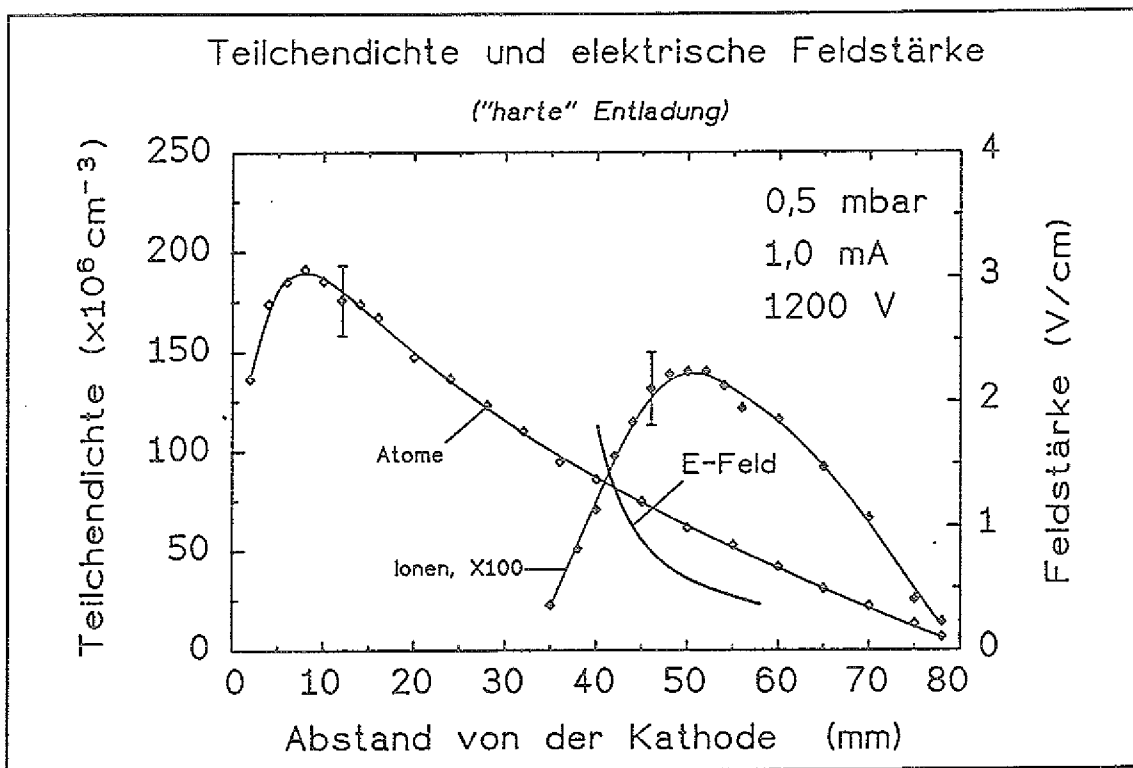


Abb.<5,6> Verlauf der elektrischen Feldstärke im Gebiet zwischen dem Kathodenfall und der Lage der maximalen Ionendichte bei 0,5mbar, 1mA.

Der Verlauf der Feldstärke zeigt einen steilen Anstieg vom Glimmlicht zum Kathodenfall. Die Werte von $E < 0,5 \text{ V/cm}$ im Glimmlicht stimmen mit den Abschätzungen überein, die aus der Linienverschiebung erhalten wurden. Ähnliche Werte werden auch mit Sonden erhalten, allerdings sind diese Messungen nie ganz ohne Zweifel, da die Sonden selbst eine bedeutende Störung des Plasmas darstellen.

6. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die absoluten räumlichen Dichteprofile der abgestäubten Magnesiumatome und deren Ionen in einer Helium-Glimmentladung mit einer Magnesium-Kathode bei niedriger Stromdichte untersucht. Zur Messungen dieser Verteilungen wurde die Laser-induzierte Fluoreszenz (LIF) im UV-Bereich als Nachweismethode benutzt. Die Driftgeschwindigkeit der Magnesiumionen am Rand des Kathodenfallraums wurde durch Messung der Dopplerverschiebung der Ionenlinie bestimmt.

Dank der hohen Oszillatorenstärken der ausgewählten Linien kann mit Laser-induzierter Fluoreszenz eine Dichte der Magnesiumatome und -ionen von etwa 10^4 cm^{-3} noch nachgewiesen werden. Diese hohe Empfindlichkeit ermöglicht es, die Dichteverteilung der MgI und MgII in einer normalen oder nahezu normalen Entladung zu bestimmen.

In den Versuchen wurden zwei unterschiedliche Entladungstypen der Helium-Entladung mit Magnesium-Kathode beobachtet, nämlich die "harte" und "weiche" Entladung. Bei demselben Druck und Strom ist die Kathodenspannung der "harten" Entladung um einen Faktor 2-6 größer als in der "weichen" Entladung. Die Dichten der abgestäubten Magnesiumatome unterscheiden sich um mehr als einen Faktor 100. Es wurde experimentell festgestellt, daß dieser Unterschied durch den unterschiedlichen Oberflächenzustand der Magnesium-Kathode verursacht wird. Die Kathode der "weichen" Entladung ist nach der Polierung oxydbedeckt. Die unterschiedlichen Meßergebnisse mit einer metallischen und oxydierten Kathodenoberfläche lassen sich durch die veränderten Sekundärelektronenerzeugung und Oberflächenenergie der Mg-Atome erklären.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Messung der Dichteprofile der Magnesiumatome und -ionen im Grundzustand im ganzen Entladungsvolumen zwischen den Elektroden, insbesondere im Bereich des Kathodenfallraums und des negativen Glimmlichts mit hoher räumlicher Auflösung in der "harten" Entladung.

Die gemessenen axialen Dichteprofile der Magnesiumatome in beiden Entladungstypen haben ein Maximum im Kathodenfallraum, dessen Abstand von der Kathode sich umgekehrt proportional zum Druck ändert. Die maximale Dichte liegt im Bereich (druck- und stromabhängig) von $10^5 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Die Entfernung des Maximums von der Kathode wird durch die mittlere freie Weglänge und die Persistenz der Geschwindigkeit der aus der Kathode freigesetzten Magnesiumatome bestimmt. Nach dem Maximum fällt das Profil schnell zur Anode ab. Dieser schnelle Abfall ist eine Folge des hohen Ionisationsgrades des Magnesiums und kann nicht mit dem Diffusionsmodell von Ecker und Emeléus [9] beschrieben werden.

Mit einer Energieverteilung der Heliumionen an der Kathoden, berechnet nach Davis und Vanderslice [22], sowie der empirischen Zerstäubungsausbeute nach Bay und Bohdansky [38,39] kann der Fluß der abgestäubten Magnesiumatome aus der Kathode als Funktion der Entladungsparameter (z.B. dem Strom, der Spannung und der Kathodenfalllänge) berechnet werden. Die mittlere Energie der auf die Kathode auftreffenden Ionen beträgt in unserer Entladungen 2-6 eV. Die Stromabhängigkeit der maximalen Atomdichte bei einem bestimmten Druck stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der Abhängigkeit des Atomflusses überein.

Die radialen Atomdichten nahe der Kathode weisen auf eine homogene Verteilung der Stromdichte auf der Kathode hin.

Die axialen Dichteprofile der Magnesiumionen in beiden Entladungsmoden haben im negativen Glimmlicht ein Maximum, dessen genaue Lage von Druck und Strom abhängt. Die maximale Ionendichte liegt (druck und -stromabhängig) im Bereich von $10^4 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Das Ionenprofil fällt steil zur Kathode ab und langsamer zur Anode.

Aus der absoluten Atom- und Ionendichte des Magnesiums ergibt sich ein sehr hoher Ionisationsgrad im Bereich bis über 50%, der stark mit dem Druck und Strom ansteigt. Eine Analyse der Ionisationsraten der Magnesiumatome und der Heliumatome führt zu dem Schluß, daß nicht die Elektronenstoßionisation, sondern die Penning-Ionisation der wichtigste Prozeß für die Erzeugung der Magnesiumionen in der Entladung darstellt.

Die radialen Dichteprofile der Ionen im negativen Glimmlicht zeigen ein Diffusionsprofil. Nah am Kathodenfall ist das radiale Profil nicht mehr ein Diffusionstyp, sondern kastenförmig im zylindrischen Volumen zwischen den Elektroden. Dieses Profil stammt aus der zunehmenden Driftbewegung der Ionen zur Kathode und weist auf eine radial homogene Feldstärke nahe dem Kathodenfallraum. Die eindimensionale Näherung für die Modellrechnung gilt daher im Gebiet nahe dem Kathodenfall.

Die Dopplerbreite der $MgII$ -Linie ist vergleichbar mit der Laserbreite, sie entspricht einer thermischen Verteilung bei Zimmertemperatur (300K). Die Dopplerverschiebung der Linie im negativen Glimmlicht ist geringer als die Nachweisgrenze (0,2pm). Bei 0,5mbar wird eine Dopplerverschiebung am Rand des Kathodenfallraums von 0,9 pm beobachtet, die einer Driftgeschwindigkeit von $9 \cdot 10^4$ cm/s und einem elektrischen Feld von etwa 2V/cm entspricht. Mit einem eindimensionalen Modell der Bilanzierung der Teilchenflüsse im Glimmlicht kann die elektrische Feldstärke abgeschätzt werden, sie erreicht Werte unter 0,4 V/cm.

7. Literaturverzeichnis

- [1] J.V. Sullivan
Lamps and Sources for Analytical Atomic Spectroscopy
Prog. Analyt.Atom. Spectrosc.4, 311 (1982)
- [2] Z. Wronski
A Special Glow Discharge Source for Positive Ions
Vacuum 35, 271 (1985)
- [3] K. Suzuki, A. Sawabe, H. Yasuda, and T. Inuzuka
Growth of Diamond Thin Films by DC Plasma Chemical Vapor Deposition
Appl. Phys. Lett.50, 728 (1987)
- [4] E.A. Den Hartog, D.A. Doughty, and J.E. Lawler
Laser Optogalvanic and Fluorescence Studies of the Cathode Region of a Glow Discharge
Physical Review A, Vol.38, 2471 (1988)
- [5] M. Meyyappan and J.P. Kreskovsky
Glow Discharge Simulation through Solutions to the Moments of the Boltzmann Transport Equation
J.Appl.Phys. 68(4), 1506 (1990)
- [6] T.J. Sommerer, W.N.G. Hitchon, J.E. Lawler
Self-Consistent Kinetic Model of the Cathode Fall of a Glow Discharge
Physical Review A, Vol.39, 6356 (1989)
- [7] A. Elbern
Experimentelle Untersuchungen zum Nachweis von metallischen Verunreinigungen in Plasmen mittels der Fluoreszenzspektroskopie
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Interner Bericht, IPP/KFA, Jülich (1977)
- [8] R. Koppmann
Untersuchungen zur Ionisation von abgestäubtem Titan und zum Transport der Titanionen in einer Argon-Glimmentladung mittels Laser induzierter Fluoreszenz
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Jül Bericht-Nr.2219, KFA Jülich(1988)
- [9] G. Ecker and K.G. Emeléus
Cathode Sputtering in Glow Discharges
Proc. Phys. Soc. London B67, 546 (1954)
- [10] H.H. Andersen and H.L. Bay
in Sputtering by Particle Bombardment I
Topics in Applied Physics, Vol.47, ed. by R. Behrisch
Springer, Berlin(1981)

- [11] A. Güntherschulze, H. Betz
Vergleich der Kathodenzerstäubung reiner und oxydbedeckter Magnesiumoberflächen
Z. f. Phys. 106, 365 (1937)
- [12] A. Güntherschulze, und W. Bär,
Die Elektronenablösung durch den Aufprall der positiven Ionen auf eine MgO-Kathode einer anomalen Glimmentladung
Z. f. Phys. 107, 730 (1937)
- [13] E. Hintz
Plasma Boundary Diagnostic by Laser Induced Fluorescence
Physica Scripta, 454 (1982)
- [14] S. Svanberg
Laser Spectroscopy Applied to Energy, Environmental and Medical Research
Appl. Phys. B46, 271 (1988)
- [15] K. Kohse-Höinghaus
Quantitative Laser-Induced Fluorescence: Some Recent Developments in Combustion Diagnostics
Appl. Phys. B50, 455 (1990)
- [16] K. Tsuchida
Density Measurement of Helium Metastable Atoms in a Plasma by the Laser induced Fluorescence Method
Jpn.J.Appl.Phys. 23, 338(1984)
- [17] Ph. Mertens
Nachweis von atomarem Wasserstoff und Kohlenstoff im vakuum-ultravioletten Spektralbereich mit einem frequenzverdreifachten Laser
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Jül Bericht-Nr.2154, KFA Jülich (1987)
- [18] J.D. Cobine
Gaseous Conductors
Dover Publications Inc., New York (1958)
- [19] G. Francis
The Glow Discharge at Low Pressure,
in *Handbuch der Physik B. XXII, Gasentladungen II*, ed. by S. Flügge:
Springer, Berlin (1956)
- [20] B. Chapman
Glow Discharge Processes
John Wiley & Sons, New York (1980)
- [21] J.R. Acton, and J.D. Swift
Cold Cathode Discharge Tubes
Heywood, London (1963)

- [22] W.D. Davis and T.A. Vanderslice
Ion Energies at the Cathode of a Glow Discharge
Phys. Rev. Vol.131, 219 (1963)
- [23] W. Demtröder
Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie
Springer, Berlin (1977)
- [24] M. Born, E. Wolf
Principles of Optics
Pergamon, Oxford (1980)
- [25] J.D. Jackson
Classical Electrodynamics (Second Edition)
Wiley, New York (1975)
- [26] P.P. Feofilov
The Physical Basis of Polarized Emission (Authorized translation from the Russian)
Consultants Bureau, New York (1961)
- [27] A.C.G. Mitchell and M.W. Zemansky
Resonance Radiation and Excited Atoms
Cambridge University Press (1961)
- [28] A. Unsöld
Physik der Sternatmosphären (2. Auflage)
Springer (1955)
- [29] A.R. Striganov and N.S. Sventitskii
Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms
IFI/Plenum, New York (1968)
- [30] S. Bashkin, J.O. Stoner
Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams Vol.I
North-Holland (1975)
- [31] W.L. Wiese, G.A. Martin
Wavelengths and Transition Probabilities for Atoms and Atomic Ions
Part II. Transition Probabilities,
NSRDS-NBS68, Washington (1980)
- [32] G.I. Chashchina, V.I. Gladushchak, E.Ya. Shreider
Determination of the Refractive Index of Argon and the Oscillator Strength of its Resonance Lines
Opt. Spektrosk.24, 1008 (1968)
- [33] P. Sigmund
in Sputtering by Particle Bombardment I
Topics in Applied Physics, Vol.47, ed. by R. Behrisch
Springer, Berlin (1981)

- [34] P. Bogen, E. Hintz
Plasma Edge Diagnostics using Optical Methods,
in *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*,
ed. by D.E. Post & R. Behrisch
NATO ASI Series, B: Physics, vol.131, Plenum, 211 (1986)
- [35] B. Schweer
*Untersuchungen zur Bestimmung der Flußdichte von zerstäubtem Eisen mittels Laser
induzierter Fluoreszenz*
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Jül Bericht-Nr.1876, KFA Jülich (1983)
- [36] P. Brix, H. Kopfermann
Hyperfeinstruktur der Atomterme und Atomlinien, in
Landolt-Börnstein 6.Aufl., 1bd., 5.Teil
Springer, Berlin (1952)
- [37] H. Schirrwitz,
*Kathodenzerstäubung bei Beschuß verschiedener Metalle mit Argon-Ionen im mittleren
Energiebereich*,
Beitr. Plasmaphysik 2, 188 (1962)
- [38] H.L. Bay, J. Roth, J. Bohdansky
Light-Ion Sputtering Yields for Molybdenum and Gold at Low Energies
J. Appl. Phys. 48, 4722 (1977)
- [39] J. Bohdansky, J. Roth, H.L. Bay
An Analytical Formula and Important Parameters for Low-Energy Ion Sputtering
J. Appl. Phys. 51, 2861 (1980)
- [40] H. Helm
*The Cross Section for Symmetric Charge Exchange of He^+ in He at Energies between
0,3 and 8 eV*
J. Phys. B, Vol.10, 3683 (1977)
- [41] D. Rusbüldt, private Mitteilung
- [42] Laser Typen EMG150 und FL2002
Fa. Lambda Physik GmbH, Hans-Böckler-Straße 12, D-W3400 Göttingen
- [43] Y.R. Shen
The Principles of Nonlinear Optics
John Wiley & Sons, New York (1984)
- [44] F. Zernicke, J.E. Midwinter
Applied Nonlinear Optics
John Wiley & Sons, New York (1973)

- [45] E.F. Zalewski, R.A. Keller, R. Engleman Jr.
Laser Induced Impedance Changes in a Neon Hollow Cathode Discharge. A Mechanistic Study
J. Chem. Phys. 70, 1015 (1979)
- [46] R. Johnsen, H.L. Brown, M.A. Biondi
Reactions of Na⁺, K⁺, and Ba⁺ Ions with O₂, NO, and H₂O Molecules
J. Chem. Phys. 55, 186 (1971)
- [47] A. Heisen
Untersuchungen zum Mechanismus der kathodenseitigen Teile anomaler Glimmentladungen
Habilitationsschrift zur Erlangung der venia legendi für das Fach Physik
Ludwig-Maximilians-Universität, München (1969)
- [48] O. Kubaschewski, B.E. Hopkins
Oxidation of Metals and Alloys
Butterworths, London (1962)
- [49] S.J. Gregg, and W.B. Jepson
The high-temperature oxidation of magnesium in dry and moist oxygen
Journal of the Institute of Metals, Vol.87, 187 (1958)
- [50] E.A. Gulbransen
The Oxidation and Evaporation of Magnesium at Temperature from 400° to 500°c
Trans. electrochem. Soc. 87, 589 (1945)
- [51] V.B. Scheid, B. Schweer, E. Hintz
Räumliche Verteilung der Elektronendichte und -temperatur beim Übergang einer Argon-Glimmentladung vom normalen zum abnormalen Bereich
Verhandl. DPG (VI) 24, 49 (1989)
- [52] S. Chapman
The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases
Cambridge (1960)
- [53] Ph. Mertens, Ch. Ning
Messung der räumlichen Verteilung von Magnesium-Atome und -Ionen auf der Achse einer He-Glimmentladung mit Mg-Kathode
Jül Bericht-Nr. KFA Jülich (1990)
- [54] M.A. Lennon, K.L. Bell, H.B. Gilbody, J.G. Hughes, A.E. Kingston, M.J. Murray, F.J. Smith. *Atomic and Molecular Data for Fusion, Part 2*
Recommended cross sections and rates for electron ionisation of atoms and ions: Fluorine to Nickel
J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol.17, 1285 (1988)

- [55] A. Güntherschulze, H. Betz
Die Elektronenablösung durch den Aufprall der positiven Ionen auf die Kathode einer Glimmentladung
Z. f. Phys. 107, 780 (1938)
- [56] B. Szapiro, J.J. Rocca, T. Prabhuram
Electron Yield of Glow Discharge Cathode Materials under Helium Ion Bombardment
Appl. Phys. Lett. 53(5), 358 (1988)
- [57] J.W. Coburn, E. Taglauer, E. Kay
A Study of the Neutral Species RF Sputtering from Oxide Targets
Japan. J. Appl. Phys., Suppl. 2, pt.1, 501 (1974)
- [58] H.J. Kunze
Plasma Diagnostics ed. by W. Lochte-Holtgreven
North-Holland Publishing, Amsterdam, 568 (1968)
- [59] D.R. Stull, H. Prophet
JANAF Thermochemical Tables
National Bureau of Standards
NSRDS-NBS 37, Washington, D.C. (1971)
- [60] R. Kelly, N.Q. Lam
The Sputtering of Oxides, Part I: A Survey of the Experimental Results
Radiation Effects, Vol.19, 39 (1973)
- [61] G. Janzen, W. Staib, G. Kruppa, U. Schücker, H. Suhr
Messung der Stoßfrequenz in Gasentladungen verschiedener mehratomiger Gase
Ber. Bunsen-Ges. Phys. Chem. 79, 63 (1975)
- [62] J.B. Lawler, E.A. Den Hartog, W.N.G. Hitchon
Power Balance of Negative Glow Electrons
wird veröffentlicht in Phys. Review
- [63] G. Franck, R. Held, H.-D. Pfeil
Velocity Distribution of Plasma Electrons in the Negative H_2 - and He-Glow with Superimposed Longitudinal Magnetic Field
Z. Physik. 256, 73 (1972)
- [64] Yu.A. Tolmachev
Penning Ionization and Excited Ions Formation in a Low-Temperature Plasma, in
Proc. of 2nd Annual Int. Conf. of Plasma Chem. and Tech., Boenig ed
Technomic Publ. Company, 145 (1986)
- [65] E.E. Benton, E.E. Ferguson, F.A. Matsen, W.W. Robertson
Cross Sections for the De-Excitation of Helium Metastable Atoms by Collisions with Atoms
Phys. Rev. 128, 206 (1962)

1. The first part of the paper is devoted to a general discussion of the problem of the existence of solutions of the system of equations

which are satisfied by the functions $u_i(x, y, z)$ and $v_i(x, y, z)$ in the domain D of the space E_3 .

2. In the second part of the paper the problem of the existence of solutions of the system of equations is solved for the case of a domain D which is bounded by a surface of the second kind.

3. In the third part of the paper the problem of the existence of solutions of the system of equations is solved for the case of a domain D which is bounded by a surface of the first kind.

4. In the fourth part of the paper the problem of the existence of solutions of the system of equations is solved for the case of a domain D which is bounded by a surface of the second kind.

5. In the fifth part of the paper the problem of the existence of solutions of the system of equations is solved for the case of a domain D which is bounded by a surface of the first kind.

6. In the sixth part of the paper the problem of the existence of solutions of the system of equations is solved for the case of a domain D which is bounded by a surface of the second kind.

7. In the seventh part of the paper the problem of the existence of solutions of the system of equations is solved for the case of a domain D which is bounded by a surface of the first kind.

8. In the eighth part of the paper the problem of the existence of solutions of the system of equations is solved for the case of a domain D which is bounded by a surface of the second kind.

9. In the ninth part of the paper the problem of the existence of solutions of the system of equations is solved for the case of a domain D which is bounded by a surface of the first kind.

10. In the tenth part of the paper the problem of the existence of solutions of the system of equations is solved for the case of a domain D which is bounded by a surface of the second kind.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Plasmaphysik des Forschungszentrums Jülich GmbH im Rahmen des Sonderforschungsbereichs Nr.191 durchgeführt.

Mein Dank gilt dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr. E. Hintz für die Möglichkeit, diese Arbeit im Institut für Plasmaphysik der KFA durchführen zu können. Er hat meine Laborversuche ständig gefördert und hat stets mit großem Interesse verfolgt.

Herrn Prof. Dr. H.-J. Kunze danke ich für sein Interesse und für seine Hilfsbereitschaft, sowie für die Übernahme der Korreferenz dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt den Herren Dr. Ph. Mertens und Dr. P. Bogen, die durch ihre tatkräftige Unterstützung und durch zahlreiche Diskussionen zum Gelingen dieser Arbeit wesentlich beigetragen haben.

Für viele Diskussionen und Unterstützung möchte ich hier Herren Dr. B. Schweer, Dr. R.P. Schorn, Dr. Y. Lie, Dr. A. Pospieszyk und Dr. G. Mank meinen Dank aussprechen.

Mein Dank gilt auch allen Kollegen und Mitarbeitern des Instituts für Plasmaphysik, insbesondere Herrn S. Musso, K. Klören, G. Herpers und H. Priesent für ihre Hilfsbereitschaft und technische Unterstützung.

Jül-2484

Juni 1991

ISSN 0366-0825