



(19)
Bundesrepublik Deutschland
Deutsches Patent- und Markenamt

(10) **DE 698 39 072 T2** 2008.05.21

(12) **Übersetzung der europäischen Patentschrift**

(97) **EP 0 981 829 B1**

(21) Deutsches Aktenzeichen: **698 39 072.5**

(86) PCT-Aktenzeichen: **PCT/IB98/01607**

(96) Europäisches Aktenzeichen: **98 945 499.6**

(87) PCT-Veröffentlichungs-Nr.: **WO 1999/027558**

(86) PCT-Anmeldetag: **12.10.1998**

(87) Veröffentlichungstag
der PCT-Anmeldung: **03.06.1999**

(97) Erstveröffentlichung durch das EPA: **01.03.2000**

(97) Veröffentlichungstag
der Patenterteilung beim EPA: **30.01.2008**

(47) Veröffentlichungstag im Patentblatt: **21.05.2008**

(51) Int Cl.⁸: **H01J 37/153** (2006.01)
H01J 37/12 (2006.01)

(30) Unionspriorität:
97203622 20.11.1997 EP

(73) Patentinhaber:
FEI Co., Hillsboro, Oreg., US

(74) Vertreter:
Vossius & Partner, 81675 München

(84) Benannte Vertragsstaaten:
DE, FR, GB, NL

(72) Erfinder:
HENSTRA, Alexander, NL-5656 AA Eindhoven, NL;
KRIJN, Marcellinus Petrus, NL-5656 AA
Eindhoven, NL

(54) Bezeichnung: **ELEKTROSTATISCHE VORRICHTUNG ZUR KORREKTUR DES CHROMATISCHEN FEHLERS IN EINEM TEILCHENOPTISCHEN GERÄT**

Anmerkung: Innerhalb von neun Monaten nach der Bekanntmachung des Hinweises auf die Erteilung des europäischen Patents kann jedermann beim Europäischen Patentamt gegen das erteilte europäische Patent Einspruch einlegen. Der Einspruch ist schriftlich einzureichen und zu begründen. Er gilt erst als eingelegt, wenn die Einspruchsgebühr entrichtet worden ist (Art. 99 (1) Europäisches Patentübereinkommen).

Die Übersetzung ist gemäß Artikel II § 3 Abs. 1 IntPatÜG 1991 vom Patentinhaber eingereicht worden. Sie wurde vom Deutschen Patent- und Markenamt inhaltlich nicht geprüft.

Beschreibung

I. Gebiet der Erfindung.

[0001] Die Erfindung betrifft einen Korrektor zur Korrektur der chromatischen Aberration einer Fokussierlinse in einer teilchenoptischen Vorrichtung, wobei die Fokussierlinse vom Korrektor beabstandet ist, wobei der Korrektor mindestens zwei gegenseitig beabstandete Korrektorelemente aufweist, von denen jedes mit Elektroden zur Erzeugung elektrischer Quadrupolfelder versehen ist, wobei die Elektroden in aufeinanderfolgenden Schichten längs einer optischen Achse angeordnet sind, die dem Korrektor und der Fokussierlinse gemeinsam ist, wobei die Quadrupolfelder, die durch die Elektroden in den Schichten erzeugt werden, um einen Winkel von im wesentlichen 90° um die optische Achse relativ zu dem Quadrupolfeld gedreht sind, das durch die Elektrode in einer angrenzenden Schicht erzeugt wird.

[0002] Ein Korrektursystem zur Korrektur von Linsenfehlern in teilchenoptischen Vorrichtungen wird in einem Artikel mit dem Titel „A Possible Chromatic Correction System for Electronic Lenses“ von G.D. Archard, Proc. Phys. Soc. London, 1955, S. 817–829, insbesondere in den Abschnitten 6 und 7 und **Fig. 2b** beschrieben.

II Allgemeiner Stand der Technik

[0003] Teilchenoptische Vorrichtungen, wie Elektronenmikroskope oder Elektronenlithographievorrichtungen, sind im allgemeinen eingerichtet, ein Objekt, das untersucht oder behandelt werden soll, mittels eines Strahls elektrisch geladener Teilchen (üblicherweise einem Elektronenstrahl) zu bestrahlen, der mittels einer Teilchenquelle, wie einer thermischen Elektronenquelle oder einer Elektronenquelle des Feldemissionstyps erzeugt wird. Der Grund der Bestrahlung des Objekts kann es sein, das zu untersuchende Objekt (Proben in Elektronenmikroskopen) abzubilden oder sehr kleine Strukturen auf dem Objekt zum Beispiel für die Mikroelektronik zu erzeugen (Vorrichtung zur Elektronenlithographie). In beiden Fällen werden Fokussierlinsen zum Fokussieren des Elektronenstrahls benötigt.

[0004] Die Fokussierung des Elektronenstrahls kann im Prinzip auf zwei Arten durchgeführt werden. Gemäß eines ersten Verfahrens wird die Zone, die von einer zu untersuchenden Probe abgebildet werden soll, mehr oder weniger gleichmäßig mittels des Elektronenstrahls bestrahlt, und es wird mittels der Fokussierlinse ein vergrößertes Bild der Probe gebildet. Die Fokussierlinse wird in diesem Fall durch die Objektivlinse eines Abbildungslinsensystems gebildet; die Auflösung der Objektivlinse entscheidet dann die Auflösung der Vorrichtung. Vorrichtungen dieser Art sind als Transmissionselektronenmikroskope (TEM) bekannt. Gemäß eines zweiten Fokussierverfahrens wird die Emissionsfläche der Elektronenquelle (oder ein Teil davon) üblicherweise in beträchtlich verkleinerter Form auf der zu untersuchenden Probe (im Rasterelektronenmikroskop oder SEM) oder auf einem Objekt abgebildet, auf dem (in der Lithographievorrichtung) die maßgebliche Mikrostruktur bereitgestellt werden soll. Das Bild der Elektronenquelle (der „Fleck“, der über das Objekt zum Beispiel mittels Ablenspulen bewegt wird) wird wiederum mittels eines Abbildungslinsensystems gebildet. Die Fokussierlinse ist dann die Objektivlinse des fleckbildenden Linsensystems; die Auflösung dieser Objektivlinse entscheidet dann die Fleckgröße des Strahls und folglich die Auflösung der Vorrichtung.

[0005] Die Linsen, die in allen solchen Vorrichtungen verwendet werden, sind üblicherweise Magnetlinsen, können jedoch auch elektrostatische Linsen sein. Die Linsen beider Typen sind praktisch immer rotationssymmetrisch. Solche Linsen weisen zwangsläufig ein nichtideales Verhalten auf, d.h. sie weisen von sich aus Linsenfehler auf, die die Auflösung der Linse begrenzen; ihre sogenannte sphärische Aberration und chromatische Aberration sind üblicherweise ausschlaggebend für die Auflösung der Linse. Diese Linsenfehler bestimmen folglich die Grenze der Auflösung der bekannten elektronenoptischen Vorrichtung. Gemäß eines Theorems der Teilchenoptik können diese Linsenfehler nicht durch Kompensation mittels rotationssymmetrischer elektrischer oder magnetischer Felder beseitigt werden.

[0006] In heutigen elektronenoptischen Vorrichtungen, insbesondere in einer abtastenden teilchenoptischen Vorrichtung mit einer fleckbildenden Objektivlinse (dem sogenannten Rasterelektronenmikroskop (SEM)) gibt es eine Tendenz, einen Wert für die Beschleunigungsspannung des Elektronenstrahls zu wählen, die niedriger als es bisher üblich war, d.h. in der Größenordnung von 0,5 kV bis 5 kV anstelle der vorher üblichen Spannung in der Größenordnung von 30 kV oder mehr. Dies liegt daran, daß die Aufladung von nichtleitenden Proben (zum Beispiel einem Photoresistmaterial für die Herstellung von elektronischen integrierten Schaltungen) bei solchen vergleichsweise niedrigen Beschleunigungsspannungen wesentlich reduziert wird, und daran, daß bei diesen niedrigen Spannungen auch eine wesentliche Verbesserung des sogenannten topographischen Kontrasts erzielt wird. Für solche niedrigen Beschleunigungsspannungen ist die chromatische Aberration der vor-

herrsche Linsenfehler, also der Faktor, der die Auflösung der teilchenoptischen Vorrichtung entscheidet. (Dies kann leicht verstanden werden, wenn man die Tatsache berücksichtigt, daß die chromatische Aberration zu $\Delta\Phi/\Phi$ proportional ist, wobei $\Delta\Phi$ die nichtvariable Energiestreuung des Elektronenstrahls ist und Φ die Nennbeschleunigungsspannung ist; dieser Faktor nimmt daher zu, wenn Φ reduziert wird.)

[0007] Um dennoch die Auflösung der teilchenoptischen Vorrichtung zu verbessern, ist schon vorgeschlagen worden, die Linsenfehler mittels einer Korrekturvorrichtung zu reduzieren (die auch als Korrektor bezeichnet wird), die eine Struktur aufweisen, die nicht rotationssymmetrisch ist.

III Hintergrund des Stands der Technik

[0008] Der Ansatz, dem gefolgt werden kann, um zu versuchen, die chromatische Aberration eines Abbildungssystems mittels optischer Elemente gleich null zu machen, die nicht rotationssymmetrisch sind, ist schon in einem Artikel mit dem Titel „Sphärische und chromatische Korrektur von Elektronen-Linsen“, Optik 2, S. 114–132, von O. Scherzer, insbesondere auf S. 114–119 beschrieben worden.

[0009] Die nicht rotationssymmetrischen optischen Elemente, die im zitierten Artikel (insbesondere in den Abschnitten 1a, 1b und 1c) beschrieben werden, bestehen aus Zylinderlinsen und Quadrupolfeldern und Monopolfeldern, die als Korrekturlemente dienen. Die Zylinderlinsen bilden eine astigmatische Bahn für die Elektronenstrahlen, und die Korrekturlemente, die aus einer Kombination von Quadrupolfeldern und Monopolfeldern bestehen, sind in der astigmatischen Bahn angeordnet. Die chromatische Aberration der Elektronenbahn in dieser bekannten Struktur wird in einer ersten Ebene korrigiert, die die optische Achse enthält (die sogenannte x-z-Ebene), und anschließend geschieht dasselbe in einer zweiten Ebene, die sich senkrecht dazu erstreckt (der y-z-Ebene). In dem Bereich, wo die Elektronenbahn in der x-z-Ebene einer chromatischen Korrektur unterzogen wird, ist der Abstand zwischen dem Elektronenstrahl und der optischen Achse in der y-z-Ebene für Elektronen mit Nennenergie gleich null und umgekehrt. Da im Elektronenstrahl eine Energie vorkommt, die von der Nennenergie abweicht, folgen die Elektronenstrahlen mit dieser abweichenden Energie einer anderen Bahn als die Strahlen mit Nennenergie. Die Elektronenstrahlen mit dieser abweichenden Energie durchqueren folglich das Korrekturlement längs einer Bahn, der von der Nennbahn abweicht; folglich ist in den Bereichen mit einem Abstand null von der Achse für diese Strahlen der Abstand von der Achse nicht gleich null. Jedoch wird im zitierten Artikel vorausgesetzt, daß für die Strahlen mit abweichender Energie dieser Abstand von der optischen Achse so klein ist, daß deren Ablenkeffekt vernachlässigbar klein ist. (In dieser Hinsicht siehe insbesondere Abschnitt 1c des zitierten Artikels.)

[0010] Weitere Korrekturen zur Korrektur der chromatischen Aberration werden in Muland Szilagyi, „Synthesis of monopole-and-quadrupole focusing columns“, J. Vac. Sci. Technol. B 12(5), 1994, S. 3036–3045, DE-A1-4204512 und EP 0257694-A1 offenbart.

III-1 Das Problem, das vom Stand der Technik herrührt

[0011] Im allgemeinen kann die Konfiguration, die im Artikel von Scherzer offenbart wird, nicht einfach in einer teilchenoptischen Vorrichtung verwendet werden. Die Konfiguration nach Scherzer bildet ein Abbildungssystem, während eine teilchenoptische Vorrichtung, wie ein SEM ein Korrektursystem benötigt, das nur die chromatische Aberration korrigiert und keine oder kaum eine Wirkung auf die Stärke der Abbildungslinse (das Objektiv) hat. Es wäre machbar, das aus dem zitierten Artikel bekannte System durch ein System mit Strahlen zu ersetzen, die parallel ankommen und parallel herauskommen, so daß dem letztgenannten System das Objektiv folgen kann und die chromatische Aberration des Systems jene des Objektivs kompensieren kann. Die beschriebene Voraussetzung, daß für die Strahlen abweichender Energie der Abstand von der optischen Achse so klein ist, daß der Ablenkeffekt vernachlässigbar klein ist, erscheint jedoch unter praktischen Umständen heutiger teilchenoptischer Vorrichtungen ungültig zu sein, wie im folgenden in den Abschnitten III-2-a und III-2-b im Detail beschrieben wird.

[0012] Insbesondere in einer teilchenoptischen Vorrichtung des SEM-Typs weisen infolge der benötigten Stärke der Objektivlinse die elektrostatischen Felder, die in der Korrekturereinheit verwendet werden sollen, eine solche Stärke auf, daß trotz eines kleinen Abstands von der Achse immer noch eine unzulässige Beeinflussung der Elektronenstrahlen stattfinden würde, die sich in einem kleinen Abstand von der optischen Achse bewegen. Folglich würden Elektronen mit einer Energie, die vom Nennwert abweicht, den Korrektor an einer Stelle verlassen, die wesentlich von der Nennstelle abweicht. Dieser Effekt würde dann einen weiteren Fehler einführen, den sogenannten chromatischen Vergrößerungsfehler, der die Auflösung der teilchenoptischen Vorrichtung auf im wesentlichen dasselbe Maß begrenzen würde, wie die schon beschriebene chromatische Ab-

erration. Dies liegt daran, daß bewiesen werden kann, daß für den Radius des Streukreises r_{spot} infolge des letztgenannten chromatischen Fehlers gilt, daß: $r_{\text{spot}} = a(\delta\Phi)^2 C_c \alpha$, in dem a eine Konstante ist, C_c der chromatische Aberrationskoeffizient des Objektivs ist, $\delta\Phi$ die relative Abweichung von der Nennenergie der Elektronen (also $\delta\Phi = \Delta\Phi/\Phi_0$) ist und α der Öffnungswinkel des Elektronenstrahls ist. Nach Computersimulationen ist die Konstante a sehr viel größer als 100, so daß kaum irgendein Gewinn bezüglich der Auflösung erlangt wird, indem die chromatische Aberration erster Ordnung gegen die letztgenannte chromatische Aberration (zweiter Ordnung) ausgetauscht wird.

[0013] In den folgenden Abschnitten III-2-a und III-2-b wird bewiesen, daß die Verwendung des Verfahrens, das im zitierten Artikel von Scherzer offenbart wird, in einem Elektronenmikroskop zu einem unannehmbar großen chromatischen Vergrößerungsfehler führt.

III-2 Der erlittene chromatische Vergrößerungsfehler bei der Verwendung des gegenwärtigen Stands der Technik

[0014] Zuerst wird in den folgenden Abschnitten III-2-a-1 bis III-2-a-3 ein Ausdruck für die maßgeblichen optischen Eigenschaften eines Korrektorelements sowohl für die Korrekturstärke (K_{corr}) in der x-z-Ebene, in der das Korrektorelement eine direkte Sicht (also Linsenstärke $K_x = 0$) aufweist, als auch für die Linsenstärke (K_y) in der y-z-Ebene hergeleitet. Ein Vergleich der beiden Größen K_{corr} und K_y wird die Stärke in der y-z-Ebene für die erwünschte Korrektur der chromatischen Aberration (erster Ordnung) deutlich machen. Anschließend wird im nächsten Abschnitt III-2-b bewiesen, daß die Verwendung eines solchen Korrektorelements in einem Korrektursystem zu einem unannehmbar hohen Wert des chromatischen Vergrößerungsfehlers führt.

III-2-a Bestimmung der maßgeblichen optischen Eigenschaften eines Korrektorelements

[0015] Für die folgenden Berechnungen wird vom „Ansatz einer schwachen Korrektur“ Gebrauch gemacht, d.h. die Variation des Achsenpotentials des Korrektors ist sehr viel kleiner als das Potential des Beschleunigungsfelds, so daß die Störungstheorie verwendet werden kann; es wird außerdem vorausgesetzt, daß die chromatische Korrektur in der x-z-Ebene stattfindet.

[0016] Der Ausgangspunkt ist die Gleichung (1.4) im zitierten Artikel von Scherzer, die die paraxiale Bewegungsgleichung in der x-z-Ebene ist:

$$\Phi x'' + \frac{1}{2}\Phi'x' - (\Phi_2 - \frac{1}{4}\Phi'')x = 0 \quad (1)$$

[0017] Die verschiedenen Symbole im Ausdruck (1) haben die folgende Bedeutung:

- Φ ist der rotationssymmetrische Term (der Term „nullter Ordnung“) in der Reihenentwicklung des Potentials auf der optischen Achse; da x und y auf der optischen Achse beide 0 sind, ist dieser Term des Achsenpotentials nur von z abhängig;
- Φ' und Φ'' sind die erste bzw. die zweite Ableitung nach z des Terms nullter Ordnung des Potentials auf der optischen Achse (folglich sind diese Ableitungen ebenfalls ausschließlich von z abhängig);
- Φ_2 ist der Quadrupolterm (der Term zweiter Ordnung) in der Reihenentwicklung des Potentials auf der optischen Achse; er hängt ebenfalls ausschließlich von z ab.

[0018] Unter Verwendung der allgemein bekannten Transformation auf die verkleinerte Koordinate $X = x\Phi^{1/4}$ (also $x = X\Phi^{-1/4}$), in der X die sogenannte „ficht-Variable“ ist, wird eine vereinfachte Version der paraxialen Bewegungsgleichung (1) erhalten:

$$X'' + TX = 0 \quad (2)$$

[0019] Die Variable T im Ausdruck (2) ist eine Funktion von Φ , Φ' und Φ_2 in Übereinstimmung mit:

$$T = \frac{3}{16} \frac{\Phi'^2}{\Phi^2} - \frac{\Phi_2}{\Phi} \quad (3)$$

[0020] Dieser Ausdruck (3) für T wird erhalten, indem der Ausdruck für x als eine Funktion von X und seine Ableitungen im Ausdruck (1) eingesetzt werden.

[0021] Um eine Definition der Korrektorstärke eines Korrektorelements für die chromatische Aberration zu er-

reichen, wird eine Analogie mit einer rotationssymmetrischen Linse berücksichtigt. Für eine rotationssymmetrische Linse ist der chromatische Aberrationskoeffizient C_c in einer allgemeinen bekannten Weise in Übereinstimmung mit der Gleichung definiert:

$$\Delta(x') = \frac{C_c}{f} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Phi_{0n}} \cdot \frac{x}{f} \quad (4)$$

in der die Symbole die folgende Bedeutung aufweisen:

- x ist der Abstand von der optischen Achse für ein Elektron, das sich parallel zur optischen Achse bewegt und auf die Linse trifft;
- $\Delta(x')$ ist die durch die chromatische Aberration verursachte Abweichung des Winkels zwischen der Elektronenbahn und der optischen Achse nach der Beugung durch die Linse; darin ist x' ($= dx/dz$, wobei z die Ortskoordinate in die Richtung der optischen Achse ist) der Winkel zwischen der Elektronenbahn und der optischen Achse;
- $\Delta\Phi/\Phi_{0n}$ ist die Abweichung $\Delta\Phi$ (ausgedrückt in einem äquivalenten Spannungsmaß) der Energie eines Elektrons relativ zur Nennenergie Φ_{0n} . Φ_0 ist im allgemeinen das Potential, mit dem die Elektronen in den Korrektor eintreten; diese Größe enthält daher immer noch die thermische Energiestreuung $\Delta\Phi$. Daher gilt für ein Elektron, das nicht die Nennenergie aufweist, daß $\Phi_0 = \Phi_{0n} + \Delta\Phi$.
- f ist die Brennweite der Linse (auch als $1/K$ ausgedrückt, die die reziproke Stärke der Linse ist).

[0022] Analog zur vorhergehenden Definition ist die Korrektorstärke K_{corr} eines Korrektorelements für die chromatische Aberration definiert als:

$$\Delta X'(1) = -K_{corr} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Phi_{0n}} \cdot X(1) \quad (5)$$

oder:

$$K_{corr} = -\frac{\Phi_{0n}}{X(1)} \frac{\Delta X'(1)}{\Delta\Phi} \quad (6)$$

[0023] Die Symbole in den Ausdrücken (5) und (6), die noch nicht beschrieben worden sind, haben die folgende Bedeutung:

- X ist der Abstand von der optischen Achse für ein Elektron im Korrektorelement; $X(1)$ ist der X -Wert im Bereich $z = 1$, d.h. am Ausgang des Korrektorelements. Es wird vorausgesetzt, daß das Elektron parallel zur optischen Achse in das Korrektorelement eintritt und es verläßt, also $X'(-1) = X'(1) = 0$;
- $\Delta X'(1)$ ist die Abweichung des Winkels zwischen der Elektronenbahn und der optischen Achse für die Korrektur der chromatischen Aberration der zu korrigierenden Linse; darin ist X' ($= dX'/dz$) der Winkel zwischen der Elektronenbahn und der optischen Achse.

[0024] Um einen Ausdruck für die Stärke des Korrektorelements in der x - z -Ebene zu finden, muß daher die Abweichung des Winkels zwischen der Elektronenbahn und der optischen Achse $\Delta X'(1)$ bestimmt werden. Zu diesem Zweck wird zuerst die Funktion T (siehe Ausdruck (3)) explizit bestimmt, wonach unter Verwendung dieses expliziten Ausdrucks für T die Größe $\Delta X'(1)$ durch die Lösung der Differentialgleichung bestimmt wird, die durch den Ausdruck (2) gegeben ist.

[0025] Die Störungstheorie wird angewendet, um die obigen Berechnungen auszuführen; es kann dann von einer Reihenentwicklung Gebrauch gemacht werden, in der T und X' nicht weiter als bis zur zweiten Ordnung entwickelt werden.

III-2-a-1 Bestimmung der Funktion T

[0026] Die Bestimmung der Funktion T beruht auf dem Ausdruck (3). Es wird vorausgesetzt, daß die Variation des Potentials Φ im Korrektorelement relativ zur Energie (ausgedrückt in einem äquivalenten Potentialmaß) Φ_0 klein ist, mit der die Elektronen in das Korrektorelement eintreten. Für das Gesamtpotential Φ eines beliebigen Elektrons in einem Korrektorelement kann dann das folgende geschrieben werden: $\Phi = \Phi_0 + \varepsilon g$, in dem g eine Funktion von z ist, die die Potentialvariation im Korrektorelement repräsentiert, und die Größe ε ein Ordnungsparameter ist, dessen Exponent die Ordnung der Reihenentwicklung repräsentiert. Die Größe Φ_0 ist konstant, also keine Funktion von z .

[0027] Die Berechnung gilt für alle Elektronen, also für Elektronen des Nennpotentials Φ_{0n} sowie für Elektro-

nen, die davon um einen beliebigen Betrag $\Delta\Phi$ abweichen, also Elektronen mit dem Potential $\Phi_{0n} + \Delta\Phi$.

[0028] Für die Funktion $g = g(z)$ gilt am Eingang ($z = -1$) und am Ausgang ($z = 1$) des Korrektorelements, daß: $g(-1) = g'(1) = g(1) = g'(1) = 0$. Unter Verwendung dieser Wahl für Φ folgt außerdem, daß $\Phi' = \varepsilon g'$.

[0029] Die Wahl von Φ_2 beruht auf dem Ausdruck (2.6) im zitierten Artikel von Scherzer (siehe Seite 117). In diesem Ausdruck $\Phi = \Phi_{0n} + \varepsilon g$ (dem Achsenpotential eines Elektrons mit Nennenergie) werden $\Phi' = \varepsilon g'$ und $\Phi'' = \varepsilon g''$ eingesetzt und bis zur und einschließlich der zweiten Ordnung entwickelt. Die Ausführung dieser Operationen ergibt für Φ_2 :

$$\Phi_2 = \frac{1}{2} \varepsilon g'' - \frac{1}{16} \frac{\varepsilon^2 g'^2}{\Phi_{0n}} \quad (7)$$

[0030] Dieser Ausdruck (7) wird nun verallgemeinert, indem $-(1/16)g'^2$ durch eine nicht spezifizierte Funktion $h = h(z)$ ersetzt wird. Der Ausdruck (7) wird folglich:

$$\Phi_2 = \frac{1}{2} \varepsilon g'' + \frac{\varepsilon^2 h}{\Phi_{0n}} \quad (8)$$

(Diese Verallgemeinerung wird durchgeführt, da es in der Praxis schwierig wäre, eine Vorrichtung herzustellen, die die gewünschte Potentialvariation gemäß des Terms Φ'^2/Φ aus der Scherzer-Formel (2.6) zeigt. Es folgt aus der Berechnung und ist mittels einer Computersimulation bewiesen worden, daß das wirkliche Auftreten dieser Funktion h den endgültigen Korrektoreffekt nicht wesentlich beeinflusst, so daß diese Verallgemeinerung gerechtfertigt ist und folglich dieser Term nicht exakt verwirklicht werden braucht.)

[0031] Der Ausdruck (8) sowie der vorher erwähnte Ausdruck $\Phi = \Phi_0 + \varepsilon g$ und seine Ableitungen $\Phi' = \varepsilon g'$ und $\Phi'' = \varepsilon g''$ werden dann in den Ausdruck (3) für die Funktion T eingesetzt, wonach diese Funktion bis zur und einschließlich der zweiten Potenz von ε entwickelt wird. Dies ergibt den folgenden Ausdruck für die Funktion T :

$$T = \varepsilon \left(-\frac{g''}{2\Phi_0} \right) + \varepsilon^2 \left(\frac{3}{16} \frac{g'^2}{\Phi_0^2} + \frac{g g''}{2\Phi_0^2} - \frac{h}{\Phi_0 \Phi_{0n}} \right) \quad (9)$$

[0032] Dieser Ausdruck (9) besteht aus einem Term T_1 erster Ordnung (also proportional zu ε) und einem Term T_2 zweiter Ordnung (also proportional zu ε^2). Wenn daher $T = T_1 + T_2$ geschrieben wird, gilt daß:

$$T_1 = \varepsilon \left(-\frac{g''}{2\Phi_0} \right) \quad (10)$$

und

$$T_2 = \varepsilon^2 \left(\frac{3}{16} \frac{g'^2}{\Phi_0^2} + \frac{g g''}{2\Phi_0^2} - \frac{h}{\Phi_0 \Phi_{0n}} \right) \quad (11)$$

III-2-a-2 Bestimmung der Abweichung des Austrittswinkels $\Delta X'(1)$

[0033] Um den Austrittswinkel $\Delta X'(1)$ zu bestimmen, wird nachstehend zuerst die Funktion h in einer solchen Weise bestimmt, daß das Korrektorelement eine direkte Sicht aufweist (wie schon im Abschnitt III-2 angegeben); dies wird zum Ausdruck (18) führen. Anschließend wird die Stärke des Korrektorelements als eine Funktion des Potentials auf der Achse $\Phi(z)$ bestimmt; dies wird den Ausdruck (20) ergeben.

[0034] Die Bahngleichung X wird nun als die Summe von drei Termen geschrieben, d.h. einem Term nullter Ordnung, der gleich 1 ist, einem Term X_1 erster Ordnung und einem Term X_2 zweiter Ordnung, also $X = 1 + X_1 + X_2$. (Es folgt außerdem daraus, daß $X' = X'_1 + X'_2$ und $X'' = X''_1 + X''_2$.) Die Differentialgleichung für X , die durch den Ausdruck (2) gegeben ist, nimmt nach dem Einsetzen der obigen Ausdrücke $X = 1 + X_1 + X_2$ und $X'' = X''_1 + X''_2$ und dem vorher erwähnten Ausdruck $T = T_1 + T_2$ die folgende Erscheinung an:

$$X''_1 + X''_2 + (T_1 + T_2)(1 + X_1 + X_2) = 0 \quad (12)$$

die nach dem Aufspalten in den Teil erster Ordnung und den Teil zweiter Ordnung und dem Einsetzen des Ausdrucks (10) für T_1 für X_1 ergibt:

$$X_1 = \frac{\varepsilon g}{2\Phi_0} \quad (13)$$

[0035] Als der Teil zweiter Ordnung des Ausdrucks (12) folgt für X_2 , daß:

$$X_2'' + T_1 X_1 + T_2 = 0 \quad (14)$$

[0036] Einsetzen der Ausdrücke (10) für T_1 , (11) für T_2 und (13) für X_1 ergibt dann:

$$X_2'' = \frac{\varepsilon^2}{\Phi_0^2} \left(-\frac{3}{16} g'^2 - \frac{1}{4} g g'' + \frac{\Phi_0}{\Phi_{0n}} h \right) \quad (15)$$

[0037] Es ist zu beachten, daß sich aus dem Ausdruck (15) ergibt, daß X_2'' proportional zu ε^2 ist, wie es erwartet werden konnte, da X_2 den Teil zweiter Ordnung der Bahngleichung repräsentiert. Die obige Differentialgleichung für X_2 kann dann einmal über das Intervall zwischen $z = -1$ und $z = 1$ integriert werden, was ergibt:

$$X_2'(1) - X_2'(-1) = \frac{\varepsilon^2}{\Phi_0^2} \int_{-1}^1 \left(\frac{1}{16} g'^2 + \frac{\Phi_0}{\Phi_{0n}} h \right) dz \quad (16)$$

wofür Gebrauch gemacht wird von

$$\int_{-1}^1 g'' dz = - \int_{-1}^1 g'^2 dz \quad (17)$$

wobei der Ausdruck (17) aus einer partiellen Integration mit den Nebenbedingungen $g(-1) = g'(-1) = g(1) = g'(1) = 0$ folgt. $X_2(-1)$ im Ausdruck (17) ist gleich null, da es gilt, daß $X'(-1) = X_1'(-1) + X_2'(-1)$, wobei $X'(-1)$ aufgrund der Nebenbedingung $g'(-1) = 0$ in Kombination mit dem Ausdruck (13) gleich null ist, und wobei $X_1'(-1)$ aufgrund der Nebenbedingung $g'(-1) = 0$ in Kombination mit dem Ausdruck (13) gleich null ist.

[0038] Die Form $\int h dz$ kann auch in $-\int g'^2 dz$ ausgedrückt werden. Zu diesem Zweck wird von der Anforderung Gebrauch gemacht, daß die Korrektoreinheit für die Nennenergie eine direkte Sicht aufweisen muß, also $X'(1) = 0$ für $\Delta\Phi = 0$ oder $\Phi_0 = \Phi_{0n}$. Da auf der Grundlage des Ausdrucks (13) in Kombination mit der Nebenbedingung $g'(1) = 0$ gilt, daß $X'(1) = X_1'(1) + X_2'(1)$ und $X_1'(1) = 0$, gilt folglich, daß $X_2'(1) = 0$ für $\Phi_0 = \Phi_{0n}$. Dies bedeutet, daß der linke Term des Ausdrucks (16) gleich null sein muß, so daß die Relation zwischen $\int h dz$ und $-\int g'^2 dz$ folgt aus:

$$\int_{-1}^1 h dz = - \frac{1}{16} \int_{-1}^1 g'^2 dz \quad (18)$$

[0039] h kann durch den obigen Integralausdruck (18) im Ausdruck (16) ersetzt werden, während für ein Elektron mit Nicht-Nennpotential $\Phi_0 = \Phi_{0n} + \Delta\Phi$ geschrieben werden kann, und für $X_2'(1) - X_2'(-1) = \Delta X_2'(1)$; $\Phi' = \varepsilon g'$ wird ebenfalls eingesetzt (siehe Abschnitt III-2-a-1). Dies ergibt:

$$\Delta X_2'(1) = - \frac{\Delta\Phi}{16\Phi_0^2\Phi_{0n}} \int_{-1}^1 \Phi'^2 dz \quad (19)$$

[0040] Die Stärke des Korrektorelements ist durch den Ausdruck (6) gegeben, in dem die Größe $\Delta X_2'(1)$ im Zähler durch den Ausdruck (19) gegeben ist. Hinsichtlich des Nenners $X(1)$ des Ausdrucks (6) ist zu beachten, daß er zweiter Ordnung ist, da $X(1) = 1 + X_1(1) + X_2(1)$, wobei $X_1(1) = 0$ (da $g(1) = 0$ in Kombination mit dem Ausdruck (13)) und wobei $X_2(1)$ zweiter Ordnung ist, so daß $X(1)$ zweiter Ordnung ist. Da der Zähler des Ausdrucks (6) zweiter Ordnung ist (siehe Ausdruck (16), in dem ε^2 auftritt), kann $X(1)$ im Nenner des Ausdrucks (6) gleich 1 gemacht werden. Unter diesen Umständen ergibt das Einsetzen des Ausdrucks (19) in den Ausdruck (6) den endgültigen Ausdruck hinsichtlich der Stärke K_{corr} des Korrektorelements in der x-z-Ebene:

$$K_{\text{corr}} = \frac{1}{16\Phi_0^2} \int_{-1}^1 \Phi'^2 dz \quad (20)$$

III-2-a-3 Bestimmung der Stärke des Korrektorelements in der y-z-Ebene

[0041] Die in diesem Abschnitt beschriebene Berechnung wird für ein Elektron mit Nennpotential Φ_{0n} gelten. Auf der Grundlage der Gleichung (1.4) im zitierten Artikel von Scherzer, die die paraxiale Bewegungsgleichung in der y-z-Ebene ist, wird in der y-z-Ebene die bekannte Transformation auf die verkleinerte Koordinate Y analog zur x-z-Ebene durchgeführt: $Y = y\Phi^{1/4}$, die die paraxiale Bewegungsgleichung in der y-z-Ebene $Y'' + TY = 0$ ergibt. (Vergleiche Ausdruck (2) für die x-z-Ebene.) Die nun anwendbare Funktion T ist dann:

$$T = \frac{3}{16} \frac{\Phi'^2}{\Phi^2} + \frac{\Phi_2}{\Phi} \quad (21)$$

[0042] Es ist zu beachten, daß der Ausdruck für die Funktion T für die y-z-Ebene mit der Ausnahme des Vorzeichens von Φ_2/Φ derselbe wie jener für die Funktion T für die x-z-Ebene ist.

[0043] Die Stärke K_y des Korrektorelements in der y-z-Ebene ist definiert als

$$K_y = - \frac{Y'(1)}{Y(1)} \quad (22)$$

[0044] $Y = 1 + Y_1 + Y_2$ kann analog zur Berechnung für die x-z-Ebene definiert werden. Der Term Y_1 erster Ordnung im Bereich 1 (also $Y_1(1)$) ist null, so daß $Y(1) = 1 + Y_2(1)$, in dem $Y_2(1)$ zweiter Ordnung ist, so daß der Nenner $Y(1)$ des Ausdrucks (26) zweiter Ordnung ist. Der Zähler $Y'(1)$ ist wiederum zweiter Ordnung für die y-z-Ebene, so daß Terme einer Ordnung, die höher als null ist, im Zähler ignoriert werden können und vorausgesetzt werden kann, daß der Zähler 1 ist. Folglich bleibt für die Stärke K_y des Korrektorelements in der y-z-Ebene: $K_y \approx -Y'(1)$, so daß in Übereinstimmung mit der obigen Relation $Y(1) = 1 + Y_2(1)$ gilt, daß: $K_y = -Y_2'(1)$.

[0045] Der noch zu bestimmende Ausdruck für $Y_2'(1)$ weist dieselbe Struktur wie der Ausdruck für $X_2'(1)$ auf (der aus der Gleichung (16) folgt; jedoch haben aufgrund des entgegengesetzten Vorzeichens in der Funktion T eine Anzahl von Koeffizienten in der Herleitung des Ausdrucks für $Y_2'(1)$ einen anderen Wert erhalten. Nach einer Berechnung, die auf dieselbe Art wie die für die x-z-Ebene durchgeführt wird, wird schließlich der folgende Ausdruck für Y_2'' erhalten:

$$Y_2'' = \frac{\epsilon^2}{\Phi_0^2} \left(-\frac{3}{16} g'^2 + \frac{3}{4} g g'' - h \right) \quad (23)$$

wobei der Ausdruck zum Ausdruck (15) analog ist, der für die x-z-Ebene gilt. Unter Verwendung einer Berechnung, die analog zu jener ist, die für die x-z-Ebene verwendet wird, folgt schließlich der folgende Ausdruck für $Y_2'(1)$ aus dem Ausdruck (23):

$$Y_2'(1) = - \frac{\epsilon^2}{\Phi_0^2} \int_{-1}^1 \frac{14}{16} g'^2 dz \quad (24)$$

wobei der Ausdruck zu einem Ausdruck für die x-z-Ebene analog ist, der auftritt, wenn der Ausdruck (15) einmal integriert wird und ein Integralausdruck (18) für h darin eingeschlossen wird.

[0046] Wenn schließlich $\epsilon g' = \Phi'$ in den Ausdruck (24) eingesetzt wird, wird der endgültige Ausdruck für die Stärke K_y des Korrektorelements in der x-z-Ebene erhalten:

$$K_y = \frac{14}{16 \Phi_0^2} \int_{-1}^1 \Phi'^2 dz \quad (25)$$

der, indem der Ausdruck (20) verwendet wird, für den Wert von K_y ergibt:

$$K_y = 14K_{\text{corr}} \quad (26)$$

[0047] Die wesentliche Schlußfolgerung kann aus dem Ausdruck (26) gezogen werden, daß im Fall eines Direkticht-Korrektorelements die Linsenstärke in der y-z-Ebene um ein vielfaches größer als die Korrektorstärke in der x-z-Ebene ist; der Wert dieses Faktors liegt daher in der Größenordnung von 14. Wenn man eine Computersimulation mit einer typischen Konfiguration verwendet und außerdem die exakten Elektronenbahnen

verwendet, ergibt sich, daß dieser Faktor annähernd 20 beträgt, so daß die vorher beschriebenen Ansätze auf jedem Fall die korrekte Größenordnung für diesen Faktor ergeben.

[0048] Es ist zu beachten, daß die Größe K_y eine Linsenstärke angibt, also eine Größe, deren Kehrwert eine Brennweite repräsentiert, und daß die Größe K_{corr} eine Korrektorstärke angibt, also eine Größe, die angibt, in welchem Ausmaß ein Elektron mit abweichender Energie beim Verlassen des Korrekturlements eine Winkelabweichung relativ zur optischen Achse zeigt. Daher ist die letztgenannte Größe keine Linsenstärke.

III-2-b Verwendung eines Korrekturlements in einem Korrektursystem

[0049] Es wird nachstehend bewiesen, daß der chromatische Vergrößerungsfehler aufgrund $K_y = 14K_{\text{corr}}$ einen unzulässig hohen Wert annimmt. Zu diesem Zweck wird vorausgesetzt, daß das einzelne Korrekturlement, das oben beschrieben wird, einen Teil eines bekannten Systems zur Korrektur der chromatischen Aberration ist, wie im Artikel von Archard beschrieben. Das darin beschriebene Korrektursystem besteht aus einer Kombination von zwei Quadrupollinsen, die jeweils eine Stärke K_Q aufweisen, und einigen Korrekturteilsystemen, wobei jedes Teilsystem aus einem einzelnen Korrekturlement besteht, wie oben beschrieben, das zwischen zwei Quadrupollinsen angeordnet ist, die jeweils eine Stärke $K_Q/2$ aufweisen. Das Gesamtkorrektursystem besteht folglich aus einer Aufeinanderfolge einer ersten Quadrupollinse, eines ersten und eines zweiten Teilsystems, und einer zweiten Quadrupollinse. Für die Berechnung wird vorausgesetzt, daß alle Quadrupollinsen und das einzelne Korrekturlement im Korrektursystem als dünne Elemente ausgebildet sind, daß jede Quadrupollinse einen chromatischen Aberrationskoeffizienten $C_{c,Q}$ aufweist, der der reziproken Stärke (d.h. $1/K_Q$ oder $2/K_Q$) gleichkommt, daß für den Abstand d zwischen der ersten Quadrupollinse und dem ersten Korrekturteilsystem gilt, daß $d = 1/K_Q$, was außerdem für den Abstand d zwischen dem zweiten Korrekturteilsystem gilt, und daß für den Abstand $2d$ zwischen den beiden Korrekturteilsystemen gilt, daß $2d = 2/K_Q$. Es wird nur der chromatische Vergrößerungsfehler in der x-z-Ebene am Ausgang des Gesamtkorrektursystems berechnet, da der chromatische Vergrößerungsfehler in der y-z-Ebene sehr viel kleiner ist.

[0050] Im Fall eines dünnen Quadrupols mit der Stärke K_Q gilt für die Beziehung zwischen x_0 und x_0' (dem Abstand zwischen dem abgehenden Strahl in der x-z-Ebene und der optischen Achse oder die Neigung dieses Strahls) einerseits und x_i und x_i' (dem Abstand zwischen dem einfallenden Strahl in der x-z-Ebene und der Achse oder der Neigung dieses Strahls) andererseits, daß:

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x_0' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ K_Q(1 - \delta\Phi) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ x_i' \end{pmatrix} \quad (27)$$

in dem $\delta\Phi$ die relative Abweichung bezüglich des Nennwerts Φ_0 der Beschleunigungsspannung ist, also $\delta\Phi = \Delta\Phi/\Phi_0$.

[0051] Analog gilt das folgende für die Beziehung zwischen den maßgeblichen Größen in der y-z-Ebene:

$$\begin{pmatrix} y_0 \\ y_0' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -K_Q(1 - \delta\Phi) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_i \\ y_i' \end{pmatrix} \quad (28)$$

[0052] Schließlich gilt für eine Verschiebung des Strahls über einen Abstand z ohne eine Beugung des Strahls analog, daß:

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x_0' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ x_i' \end{pmatrix} \quad (29)$$

während offenbar eine entsprechende Beziehung für die entsprechenden Größen in der y-z-Ebene gilt.

[0053] Ferner gilt in der x-z-Ebene für das einzelne Korrekturlement, wie oben beschrieben, daß:

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x_0' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\delta\Phi \cdot K_{\text{corr}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ x_i' \end{pmatrix} \quad (30)$$

während für die Beziehung zwischen den maßgeblichen Größen in der y-z-Ebene gilt, daß:

$$\begin{pmatrix} y_o \\ y_o' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -K_y & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_i \\ y_i' \end{pmatrix} \quad (31)$$

[0054] In den Ausdrücken (30) und (31) ist die Größe $\delta\Phi$ in den Matrixelementen weggelassen worden, die nicht zum endgültigen Ausdruck für x_o beitragen und in denen $\delta\Phi$ vorkommen würde. Dies ist gerechtfertigt, da die gegenwärtige Berechnung nur darauf abzielt, einen Eindruck von der Größenordnung des chromatischen Vergrößerungsfehlers zu geben und die Matrixelemente nur einen (vernachlässigbar kleinen) Beitrag höherer Ordnung in $\delta\Phi$ zum endgültigen Wert von x_o geben würden. Eine solche Nichtberücksichtigung wird nachstehend auch für die Ausarbeitung der Matrizen stattfinden.

[0055] Unter Verwendung der obigen Ausdrücke (27) und (30) folgt nun für ein Korrekturteilsystem (d.h. ein System, das aus einem einzelnen Korrekturteil besteht, das zwischen zwei Quadrupollinsen angeordnet ist, die jeweils eine Stärke $K_Q/2$ in der x-z-Ebene aufweisen, daß:

$$\begin{pmatrix} x_o \\ x_o' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -K_Q - \delta\Phi \cdot K_{corr} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ x_i' \end{pmatrix} \quad (32)$$

und unter Verwendung der Ausdrücke (28) und (31) für die y-z-Ebene, daß:

$$\begin{pmatrix} y_o \\ y_o' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ K_Q - K_y & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_i \\ y_i' \end{pmatrix} \quad (33)$$

[0056] Für die Herleitung der Ausdrücke (32) und (33) ist vorausgesetzt worden, daß die chromatische Aberration aller Quadrupole null ist; diese Voraussetzung ist gültig, wenn es gilt, daß $K_{corr} \gg K_Q$. Der Strahlengang in der x-z-Ebene für das Gesamtkorrektursystem wird dann gefunden, indem der Strahlengang im ersten Quadrupol, dem ersten und dem zweiten Teilsystem, und dem zweiten Quadrupol kombiniert wird. Es wird wieder vorausgesetzt, daß die chromatische Aberration aller Quadrupole null ist. Dies ergibt:

$$\begin{pmatrix} x_o \\ x_o' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -K_Q & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{K_Q} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ K_Q - K_y & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{2}{K_Q} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -K_Q - \delta\Phi \cdot K_{corr} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{K_Q} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ K_Q & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ x_i' \end{pmatrix} \quad (34)$$

[0057] Ausarbeitung des obigen Ausdrucks (34) für x_o ergibt:

$$x_o = x_i \left\{ -1 + \delta\Phi \left(\frac{4 K_{corr} K_y}{K_Q^2} - \frac{10 K_{corr}}{K_Q} \right) \right\} \quad (35)$$

[0058] Wenn es gilt, daß $K_{corr} \gg K_Q$, kann der Ausdruck (35) (für $K_y \approx 14K_{corr}$, wie schon im vorhergehenden Abschnitt III-2-a-3 bewiesen worden ist) angenähert werden durch:

$$x_o = x_i \left\{ -1 + \delta\Phi \left(\frac{4 K_{corr} K_y}{K_Q^2} \right) \right\} \quad (36)$$

[0059] Es ist zu beachten, daß der Ausdruck (36) eine geeignete Näherung repräsentiert, wenn $K_{corr} \gg K_Q$. Wenn K_{corr} nur ein kleines Vielfaches (zum Beispiel das drei- oder mehrfache) von K_Q beträgt, bleibt dieser Ausdruck (36) eine Näherung, die verwendet werden kann, um zu demonstrieren, daß der chromatische Vergrößerungsfehler unzulässig groß wird.

[0060] Aus dem Ausdruck (34) folgt außerdem für x_o' , daß:

$$x_o' = 4 \cdot \delta\Phi \cdot K_{corr} \cdot x_o \quad (37)$$

[0061] Es ist zu beachten, daß wenn die obige Näherung (d.h. daß die chromatische Aberration aller Quadrupole null ist) nicht zulässig ist, der Ausdruck (37) werden wird zu:

$$x_o' = 4\delta\Phi(K_{corr} - K_Q) \quad (38)$$

[0062] Für einen geeigneten Betrieb als ein Korrektur der chromatischen Aberration ist es notwendig, daß das

Verhältnis des Austrittswinkels x_0' und der Austrittshöhe x_0 (also x_0'/x_0) direkt proportional zu $\delta\Phi$ ist; diese Anforderung wird nur erfüllt, wenn der Term $6\Phi(4K_{\text{corr}}K_y/K_Q^2)$ im Ausdruck (36) in Bezug zu 1 ausreichend klein ist. Im vorhergehenden Abschnitt III-2-a-3 ist schon bewiesen worden, daß $K_y \approx 14K_{\text{corr}}$, so daß dieser Term $56\delta\Phi(K_{\text{corr}}/K_Q)^2$ wird. Praktische Werte für die Größen des letztgenannten Ausdrucks sind zum Beispiel: $\Phi_0 = 500$ V und $\Delta\Phi = 0,25$ V, so daß $\delta\Phi = 10^{-4}$ und $K_{\text{corr}} = pK_Q$, in dem p ist eine Proportionalitätskonstante ist. Es folgt aus dem Ausdruck (38), daß p in jedem Fall größer als 1 sein muß. Aus praktischen Gründen wird üblicherweise ein Wert in der Größenordnung von 3 bis 5 für p gewählt werden müssen. Unter Verwendung dieser Werte folgt, daß der Term annähernd gleich 0,45 ist, so daß er relativ zu 1 nicht vernachlässigbar klein ist. Der chromatische Vergrößerungsfehler des Gesamtkorrektors wird daher in dieser bekannten Konfiguration einen so hohen Wert aufweisen, daß das Korrektursystem, das durch Archard vorgeschlagen wird, das die Korrektoreinheiten verwendet, die durch Scherzer vorgeschlagen werden, in der Praxis nicht verwendet werden kann. Dies liegt daran, daß der Ausdruck für r_{spot} , der im Abschnitt III-2 erwähnt wurde, dann einen so hohen Wert annehmen wird, daß der Gewinn hinsichtlich der Auflösung der Teilchenlinse, die korrigiert werden soll, im wesentlichen durch den Verlust der Auflösung infolge des chromatischen Vergrößerungsfehlers aufgehoben wird.

IV Erfindungsgemäße Aufgabe und Schritte

[0063] Es ist eine Aufgabe der Erfindung, eine Korrekturvorrichtung der angegebenen Art bereitzustellen, in der das beschriebene Problem eines großen chromatischen Vergrößerungsfehlers nicht auftritt. Zu diesem Zweck ist die erfindungsgemäße teilchenoptische Vorrichtung gekennzeichnet, wie im kennzeichnenden Abschnitt des Anspruchs 1 definiert.

IV-1 Beschreibung der erfindungsgemäß unternommenen Schritte

[0064] Unter Verwendung einer Berechnung werden die Übertragungseigenschaften eines Korrektorelements für den Fall hergeleitet, der mit einer großen Anzahl von Elektrodenschichten verbunden ist. Er wird verwendet, um zu zeigen, daß der chromatische Vergrößerungsfehler des vollständigen Korrektors, der aus solchen Elementen zusammengesetzt ist, ausreichend klein gemacht werden kann. Analog zu der Beschreibung, die im Abschnitt III-2-a-3 gegeben wird, ist der Ausgangspunkt die Beziehung für die Bahngleichung $Y = 1 + Y_1 + Y_2$, in der Y_1 ein Term erster Ordnung ist und Y_2 ein Term zweiter Ordnung ist. Es gilt nun außerdem, daß $Y'' = Y_1'' + Y_2''$. Die mittlere Kraft, die auf ein Elektron wirkt, ist proportional zum Mittel $\langle Y'' \rangle$. (Die Schreibweise $\langle Y \rangle$ zeigt den Mittelwert von Y an.) Der Mittelwert $\langle Y'' \rangle$ von Y'' kann folglich als $\langle Y'' \rangle = \langle Y_1'' \rangle + \langle Y_2'' \rangle$ geschrieben werden.

[0065] Analog zum Ausdruck (13) gilt nun, daß:

$$Y_1 = - \frac{\epsilon g}{2\Phi_0} \quad (39)$$

[0066] Es ist zu beachten, daß die Funktion g eine Funktion von z ist, die die Potentialvariation auf der optischen Achse im Korrektorelement repräsentiert. Da das Korrektorelement aus einer Anzahl von Schichten zusammengesetzt ist, wird die Funktion g eine kontinuierliche periodische Variation aufweisen, wobei die Anzahl der Perioden gleich der Hälfte der Anzahl der Schichten sein wird, so daß die zweite Ableitung g'' ebenfalls kontinuierlich periodisch sein wird. Der Mittelwert einer solchen Funktion über eine große Anzahl von Perioden ist im wesentlichen null, so daß $\langle Y_1'' \rangle$ ebenfalls gleich 0 gesetzt werden kann. Folglich $\langle Y'' \rangle = \langle Y_2'' \rangle$. Die Bestimmung von $\langle Y_2'' \rangle$ nutzt den Ausdruck (27), aus dem direkt folgt, daß:

$$\langle Y_2'' \rangle = \frac{\epsilon^2}{\Phi_0^2} \left(-\frac{3}{16} \langle g'^2 \rangle + \frac{3}{4} \langle g g'' \rangle - \langle h \rangle \right) \quad (40)$$

[0067] Im Ausdruck (40) wird wie im Ausdruck (17) erneut von der Gleichheit $\langle g g'' \rangle = -\langle g'^2 \rangle$ Gebrauch gemacht, wobei die Gleichheit exakt für eine Ganzzahl von Perioden gilt und als eine geeignete Näherung im Fall einer Anzahl von Perioden gilt, die nicht zu klein ist; ferner kann analog zum Ausdruck (18) von der Gleichheit $\langle h \rangle = -1/16 \langle g'^2 \rangle$ Gebrauch gemacht werden. Einsetzen der letztgenannten beiden Gleichheiten ergibt:

$$\langle Y_2'' \rangle = \frac{\epsilon^2}{\Phi_0^2} \left(-\frac{7}{8} \langle g'^2 \rangle \right) \quad (41)$$

[0068] Für $\Phi = \Phi_0 + \epsilon g$ (siehe Abschnitt III-2-a-1), also $\Phi' = \epsilon g'$, und für $\langle Y'' \rangle = \langle Y_2'' \rangle$ folgt, daß:

$$\langle Y'' \rangle = - \frac{7}{8 \Phi_0^2} \langle \Phi'^2 \rangle \quad (42)$$

[0069] Für die Herleitung des Ausdrucks (42) ist vorausgesetzt worden, daß die Elektronen parallel zur optischen Achse im Korrektorelement und auf einer Höhe 1 einfallen. Da das Verhalten der betrachteten optischen Elemente linear ist, gilt für Elektronen, die auf einer Höhe Y_0 einfallen, im allgemeinen, daß der Ausdruck (42) noch mit Y_0 multipliziert werden muß.

[0070] Auf der Grundlage des Ausdrucks (42) kann abgeleitet werden, daß Elektronen, die sich parallel zur optischen Achse bewegen, in die Richtung der optischen Achse beschleunigt werden.

[0071] Der obige Ausdruck (42) gilt nur für die Bereiche der Elektronenbahn, wo sie sich annähernd parallel zur optischen Achse erstreckt. Es kann eine weitere Berechnung durchgeführt werden, um zu beweisen, daß die folgende Differentialgleichung für die Elektronenbahn $Y(z)$ gilt:

$$\langle Y \rangle'' + \frac{7}{8 \Phi_0^2} \langle \Phi'^2 \rangle \cdot \langle Y \rangle = 0 \quad (43)$$

[0072] Wie bekannt ist, weist die Lösung einer Differentialgleichung mit der Erscheinung des Ausdrucks (43) die Form einer Sinusfunktion auf; dies beweist wiederum, daß Elektronenbahnen, die durch eine solche Funktion repräsentiert werden, immer einer Kraft in die Richtung der Achse ausgesetzt sind. Die Korrektorelemente werden dann in einer solchen Weise erregt, daß der Verlauf der Elektronenbahnen in der y-z-Ebene praktisch sinusförmig mit einer Ganzzahl halber Wellenlängen ist (so daß das Argument der Sinusfunktion in der Austrittsebene $n \cdot \pi$ ist). Es ist schon bewiesen worden, daß im bekannten Korrektorelement nach Archard ein Faktor K_y in der Übertragungsmatrix für ein Korrektorelement auftritt (siehe Ausdruck (31)), wobei der Faktor folglich in den Ausdrücken (35) und (36) auftaucht; das Auftreten dieses Faktors in den letztgenannten Ausdrücken verursacht den chromatischen Vergrößerungsfehler im maßgeblichen Korrektor. Für ein erfindungsgemäßes Korrektorelement kann bewiesen werden, daß der Ausdruck, der dem Ausdruck (31) entspricht, zu

$$\begin{pmatrix} y_o \\ y_o' \end{pmatrix} = (-1)^n \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_i \\ y_i' \end{pmatrix} \quad (44)$$

wird. Der letztgenannte Ausdruck (44) folgt einfach aus der Übertragungsmatrix T für eine sinusförmige Bahn mit dem Argument αz :

$$T = \begin{pmatrix} \cos(\alpha z) & \frac{1}{\alpha} \sin(\alpha z) \\ -\alpha \sin(\alpha z) & \cos(\alpha z) \end{pmatrix} \quad (45)$$

in der für α gilt, daß:

$$\alpha = \sqrt{\frac{7 \langle \Phi'^2 \rangle}{8 \Phi_0^2}} \quad (46)$$

[0073] Die Position der Variable K_y im Ausdruck (31) enthält den Wert 0 im Ausdruck (44), so daß der Faktor von $\delta\Phi$ im Ausdruck (35) gestrichen ist; dies bedeutet, daß der chromatische Vergrößerungsfehler folglich beträchtlich verkleinert worden ist.

V Kurze Beschreibung der Figuren

[0074] Die Erfindung wird nachstehend unter Bezugnahme auf die beigefügten Figuren im Detail beschrieben, in denen entsprechende Elemente durch dieselben Bezugsziffern bezeichnet werden. Es zeigen:

[0075] [Fig. 1](#) eine schematische Darstellung eines maßgeblichen Teils eines teilchenoptischen Instruments, in dem die erfindungsgemäße Korrekturvorrichtung (Korrektor) verwendet werden kann;

[0076] [Fig. 2](#) eine schematische Darstellung eines Korrektors, der aus Korrektorelementen und Quadrupolen besteht, sowohl für die x-z-Ebene als auch für die y-z-Ebene;

[0077] [Fig. 3](#) schematisch den Strahlengang in einem bekannten Korrektor, sowohl für die x-z-Ebene als auch für die y-z-Ebene;

[0078] [Fig. 4](#) die Form einer Elektrode, die eine Schicht in einem erfindungsgemäßen Korrekturlement bildet;

[0079] [Fig. 5](#) schematisch ein erfindungsgemäßes Korrekturlement;

[0080] [Fig. 6](#) schematisch den Strahlengang in einem erfindungsgemäßen Korrekturlement, das aus elf Elektrodenschichten zusammengesetzt ist, sowohl für die x-z-Ebene als auch für die y-z-Ebene;

[0081] [Fig. 7](#) schematisch den Strahlengang in einem erfindungsgemäßen Korrektor, in dem jedes Korrekturlement aus elf Elektrodenschichten zusammengesetzt ist, sowohl für die x-z-Ebene als auch für die y-z-Ebene;

[0082] [Fig. 8](#) eine schematische Darstellung des Strahlengangs in einem erfindungsgemäßen Korrekturlement, das aus fünf Elektrodenschichten zusammengesetzt ist, sowohl für die x-z-Ebene als auch für die y-z-Ebene;

[0083] [Fig. 9](#) eine schematische Darstellung des Strahlengangs in einem erfindungsgemäßen Korrektor, in dem jedes Korrekturlement aus fünf Elektrodenschichten zusammengesetzt ist, sowohl für die x-z-Ebene als auch für die y-z-Ebene;

[0084] [Fig. 10](#) eine schematische Darstellung des Strahlengangs in einem erfindungsgemäßen Korrektor, in dem Korrekturlemente in einer solchen Weise erregt werden, daß der chromatische Vergrößerungsfehler exakt null ist.

VI Detaillierte Beschreibung einiger Ausführungsformen der Erfindung

[0085] [Fig. 1](#) zeigt ein teilchenoptisches Instrument in der Form eines Teils einer Säule **2** eines Rasterelektronenmikroskops (SEM). Wie üblich wird ein Elektronenstrahl in diesem Instrument durch eine (in der Figur nicht gezeigte) Elektronenquelle emittiert, wobei sich der Strahl längs der optischen Achse **4** des Instruments bewegt. Der Elektronenstrahl kann eine oder mehrere Elektromagnetlinsen durchqueren, wie die Kondensorlinse **6**, wonach er die Objektivlinse **8** erreicht. Diese Linse, die eine sogenannte Monopollinse ist, bildet einen Teil eines Magnetkreises, der außerdem durch die Wand **10** der Probenkammer **12** gebildet wird. Die Objektivlinse **8** wird verwendet, um einen Elektronenstrahlbrennpunkt zu bilden, wodurch die Probe **14** abgetastet wird. Die Abtastung findet statt, indem der Elektronenstrahl über die Probe in die x-Richtung sowie die y-Richtung mittels Ablenkspulen **16** bewegt wird, die in der Objektivlinse **8** vorgesehen sind. Die Probe **14** ist auf einem Objektisch **18** angeordnet, der einen Träger **20** für die x-Verschiebung und einen Träger **22** für die y-Verschiebung aufweist. Ein gewünschter Bereich der Probe kann zur Untersuchung mittels dieser beiden Träger ausgewählt werden. Eine Abbildung in diesem Mikroskop wird dadurch durchgeführt, daß Sekundärelektronen aus der Probe freigesetzt werden, wobei sich die Elektronen zurück in die Richtung der Objektivlinse **8** bewegen. Die Sekundärelektronen werden durch einen Detektor **24** detektiert, der in der Bohrung dieser Linse vorgesehen ist. Mit dem Detektor ist eine Steuereinheit **26** zur Betätigung des Detektors und zur Umwandlung des Stroms detektierter Elektronen in ein Signal verbunden, das verwendet werden kann, um zum Beispiel mittels einer (nicht gezeigten) Kathodenstrahlröhre ein Bild der Probe zu bilden. Ein Korrektor **28** zur Korrektur der chromatischen Aberration der Objektivlinse ist zwischen dem Kondensor **6** und der Objektivlinse angeordnet, wie nachstehend beschrieben wird.

[0086] [Fig. 2](#) zeigt schematisch den Aufbau eines Korrektors, der aus Korrekturlementen und Quadrupolen besteht, sowohl für die x-z-Ebene als auch für die y-z-Ebene. Diese Figur kann einen Korrektor, der aus dem Stand der Technik bekannt ist, sowie einen erfindungsgemäßen Korrektor darstellen, abhängig von den Inhalten der Korrekturlemente **34** und **40**, die in dieser Figur enthalten sind. Der vollständige Korrektor besteht in beiden Fällen aus einer Aufeinanderfolge eines ersten Quadrupols **30**, eines zweiten Quadrupols **32**, eines ersten Korrekturlements **34**, eines dritten Quadrupols **36**, eines vierten Quadrupols **38**, eines zweiten Korrekturlements **40**, eines fünften Quadrupols **42** und eines sechsten Quadrupols **44**, wobei alle Elemente relativ zur optischen Achse **4** zentriert sind. Die obere Zeichnung in [Fig. 2](#) trifft auf die x-z-Ebene und die untere Zeichnung auf die y-z-Ebene zu; dies kann auch auf der Grundlage der Symbole für die Quadrupole abgeleitet werden, die in einer Ebene jenen in der anderen Ebene entgegengesetzt sind.

[0087] Wenn [Fig. 2](#) einen Korrektor darstellt, wie er aus dem zitierten Artikel von Archard bekannt ist, weist das erste Korrektorelement **34** einen positiven Beugungseffekt in der y-z-Ebene auf und ist in der x-z-Ebene neutral; der Effekt dieses Elements kann folglich so betrachtet werden, daß er jener einer Zylinderlinse ist. Das zweite Korrektorelement **40** weist dann einen positiven Beugungseffekt in der x-z-Ebene auf und ist in der y-z-Ebene neutral; dieses Element kann folglich ebenfalls als eine Zylinderlinse betrachtet werden, die sich folglich senkrecht zur erstgenannten Zylinderlinse erstreckt. Die Quadrupole **32** und **36** in diesem bekannten Korrektor sind in das Korrektorelement **34** integriert, und die Quadrupole **38** und **42** sind in das Korrektorelement **40** integriert; dies ist bezüglich des Verhaltens dieses Korrektors von keiner großen Bedeutung. Für einen solchen Korrektor kann der Verlauf der Elektronenstrahlen darin mittels einer Computersimulation bestimmt werden.

[0088] [Fig. 3](#) zeigt das Ergebnis der obenerwähnten Computersimulation, die mittels eines kommerziell erhältlichen Simulationsprogramms durchgeführt wird. Dieses Computerprogramm ist als „TRC/TRASYS“ bekannt und ist von der Delft Technical University, Department of Applied Physics, Particle Optics Group, Delft, Niederlande, erhältlich. Die elektrischen Felder, die gemäß des Simulationsprogramms benötigt werden, können in der Form eines analytischen Ausdrucks eingegeben werden, oder können mittels einer Anzahl anderer Programme berechnet werden, die als „ELD, Electrostatic Lens Design“ und „EMD, Electrostatic Multipole Design“ bekannt sind; diese Programme sind ebenfalls von der obenerwähnten Delft Technical University erhältlich.

[0089] [Fig. 3](#) zeigt den Verlauf der Elektronenstrahlen im bekannten Korrektor für die x-z-Ebene sowie für die y-z-Ebene. Für die Simulation des Verlaufs dieser Strahlen wird vorausgesetzt, daß die Beschleunigungsspannung $\Phi_{on} = 1000$ V und daß die Elektronen im einfallenden Elektronenstrahl zwischen drei Energien verteilt sind, d.h. der Nennspannung von 1000 V und einer Abweichung $\Delta\Phi = \pm 2$ V. Die Korrektorelemente **34** und **40** dieses Korrektors sind völlig identisch, jedoch ist das Element **40** bezüglich des Elements **34** um 90° gedreht worden. Es wird vorausgesetzt, daß jeder Quadrupol in diesem Korrektor, also auch die Quadrupole in den Korrektorelementen, so aufgebaut ist, wie in [Fig. 4](#) gezeigt, mit einem Radius von 0,75 mm des Mittelkreises, der die Hyperbeln tangiert. Die beiden Quadrupole **30** und **44** bestehen aufeinanderfolgend aus einer Röhre zum elektrischen Abschluß, die einen Innendurchmesser von 1,5 mm aufweist und der sich in einem Abstand von 1 mm ein erster Quadrupol anschließt, der eine Dicke von 1,5 mm aufweist und dem in einem Abstand von 1 mm eine Röhre zum elektrischen Abschluß nachfolgt, die einen Innendurchmesser von 1,5 mm aufweist. Für den Quadrupol **30** betrug die Spannung an den Elektroden +4,34 V und -4,34 V für die x-z-Ebene bzw. die y-z-Ebene; die entgegengesetzten Werte gelten für den Quadrupol **44**. Die direkt angrenzenden Quadrupole der Korrektorelemente waren mit diesen Korrektorelementen integriert; dies ist für das Verhalten dieses Korrektors nicht von großer Bedeutung. Jedes Korrektorelement besteht aufeinanderfolgend aus einer Röhre, die den Innendurchmesser und eine Spannung von 0 V aufweist, und der in einem Abstand von 1 mm ein erster Quadrupol nachfolgt, der eine Dicke von 1 mm aufweist und dem in einem Abstand von 1 mm ein zweiter Quadrupol nachfolgt, der eine Dicke von 1,5 mm aufweist und dem in einem Abstand von 1 mm ein dritter Quadrupol nachfolgt, der eine Dicke von 1 mm aufweist und dem in einem Abstand von 1 mm eine Röhre nachfolgt, die den Innendurchmesser und eine Spannung von 0 V aufweist. Die Spannungen an den Elektroden der äußeren beiden Quadrupole des Korrektorelements **32**, **34**, **36** betrugen -80,3 V für die x-z-Ebene bzw. +80,3 V; die Spannungen für den mittleren Quadrupol betrugen -556,8 V bzw. +556,8 V. Die Spannungen für die entsprechenden Quadrupole des Korrektorelements **38**, **40**, **42** wiesen den entgegengesetzten Wert auf.

[0090] Der weitere Verlauf eines Strahls **46**, der parallel zur optischen Achse **4** einfällt, wird durch einen Strahl **48** in der x-z-Ebene und durch einen Strahl **50** in der y-z-Ebene dargestellt. [Fig. 3](#) zeigt außerdem den Ort der verschiedenen optischen Elemente der [Fig. 2](#), zusammen mit den maßgeblichen Bezugswerten. Solange keine Dispersion stattfindet, werden die Elektronen unterschiedlicher Energien alle derselben Bahn folgen.

[0091] Der erste Quadrupol **30** und der zweite Quadrupol **32** werden in einer solchen Weise erregt, daß der Strahl **50** (d.h. der Strahl in der y-z-Ebene) durch die Mitte des Korrektorelements **34** geht. Aufgrund der (leichten) chromatischen Aberration des ersten Quadrupols **30** erfährt der Strahl **50** eine leichte Winkelabweichung, wenn er aus diesem Quadrupol hervorgeht, so daß die Strahlen für die unterschiedlichen Energien in das Korrektorelement **34** mit einem leichten Höhenunterschied eintreten. Da das erste Korrektorelement **34** in der y-z-Ebene eine starke Linse ist, werden Strahlen unterschiedlicher Energie infolge dieses Höhenunterschieds aus dem System **32**, **34**, **36** mit unterschiedlichen Winkeln hervorgehen. Dies bedeutet, daß die Elektronen im Strahl **50**, die die Nennenergie aufweisen, aus dem Korrektorelement **34** parallel zum Strahl **50** und praktisch ohne Verschiebung bezüglich dazu hervorgehen, wie ein Strahl **50-b**, während infolge der Energiedifferenz beim Durchgang durch diese Elemente der Strahl **50** weiter in die Strahlen **50-a** (mit einer positiven Energieabweichung) und **50-c** (mit einer negativen Energieabweichung) aufgespalten wird. Folglich werden diese drei

Strahlen auf den Quadrupol **38** mit gegenseitig unterschiedlichen Höhen und mit gegenseitig unterschiedlichen Winkeln einfallen. Da die drei Strahlen im wesentlichen von einem einzelnen Objektpunkt herrühren (d.h. dem Schnittpunkt des Strahls **50** und der optischen Achse **40** in der Mitte des Korrektorelements **34**), werden die drei Strahlen im Quadrupol **38** in einer solchen Weise gebeugt, daß sie in das zweite Korrektorelement **40** praktisch parallel zueinander eintreten. Da das zweite Korrektorelement **40** keine Linsenwirkung in der y-z-Ebene aufweist, gehen die drei Strahlen aus diesem Element **40** mit demselben Höhenunterschied hervor. Aufgrund ihrer gegenseitigen Energiedifferenz treten diese Strahlen jedoch aus dem Element **40** mit unterschiedlichen Winkeln aus. Der Korrektoreffekt der chromatischen Aberration des Korrektorelements wird aus dem Auftreten dieser Winkeldifferenz deutlich. Anschließend werden die Strahlen erneut durch den Quadrupol **42** in die Richtung der optischen Achse abgelenkt; die beiden Strahlen abweichender Energie behalten dann ihre Winkelabweichung relativ zum mittleren Strahl bei. Der Quadrupol **44** lenkt die Strahlen wieder zurück ab, wobei der Strahl mit Nennenergie wieder parallel zur optischen Achse gerichtet wird; die anderen beiden Strahlen behalten ihre Winkelabweichung relativ zum mittleren Strahl mit Nennenergie bei. Die Figur zeigt, daß dann ein vergleichsweise kleiner chromatischer Vergrößerungsfehler auftritt (d.h. der Höhenunterschied beim Austritt aus dem Quadrupol **44**), der jedoch für die meisten praktischen Zwecke immer noch zulässig wäre.

[0092] In der x-z-Ebene wird der Strahl **48** durch den ersten Quadrupol **30** von der optischen Achse weg abgelenkt, wonach er mit einer vergleichsweise großen Höhe in das System **32**, **34**, **36** eintritt. Der Quadrupol **32** lenkt diesen Strahl in einer solchen Weise ab, daß er in das Korrektorelement **34** parallel zur optischen Achse eintritt. Für die x-z-Ebene und ein Elektron mit Nennenergie weist das Korrektorelement **34** einen neutralen Effekt auf, jedoch tritt in diesem Element eine starke Winkelabweichung für abweichende Energien auf, so daß der Strahl, der aus dem Quadrupol **36** hervorgeht, in drei Strahlen aufgespaltet wird, die relativ zueinander eine Winkelabweichung aufweisen. Über den Abstand vom System **32**, **34**, **36** zum System **38**, **40**, **42** wird diese Winkelabweichung in einen Höhenunterschied umgewandelt, mit dem die drei Strahlen in das letztgenannte System eintreten. Dieser Höhenunterschied ist wesentlich größer als der Höhenunterschied, mit dem der Strahl **50** in der y-z-Ebene in das Korrektorelement **34** eintritt. Dies wird durch die Tatsache verursacht, daß der Abstand zwischen dem Quadrupol **30** und dem Korrektorelement **34** kleiner als der Abstand zwischen den Korrektorelementen **34** und **40** ist, und insbesondere durch die Tatsache, daß der Quadrupol **30** eine Dispersion verursacht, die wesentlich kleiner als jene ist, die durch das Korrektorelement **34** verursacht wird, das schließlich für die Korrektur der chromatischen Aberration bestimmt ist und folglich eine starke Dispersion verursacht. Der Quadrupol **38** weist nur einen leichten Effekt auf den Verlauf dieser drei Strahlen auf, da jedoch das zweite Korrektorelement **40** in der x-z-Ebene eine starke Linse ist, tritt in diesem Element eine Winkeldifferenz zwischen den Strahlen unterschiedlicher Energie auf, die auf den großen Höhenunterschied zurückzuführen ist. Unter diesen Strahlen wird der Strahl mit Nennenergie durch den Quadrupol **44** (der für die x-z-Ebene positiv wirkt) wieder parallel zur optischen Achse orientiert, während die beiden Strahlen abweichender Energie mit unterschiedlichen Winkeln hervorgehen. Als Ergebnis des beschriebenen Vorgangs gehen jedoch diese drei Strahlen **52-a**, **52-b** und **52-c** aus dem Korrektursystem mit wesentlich abweichenden Höhen hervor, wobei sie folglich einen großen chromatischen Vergrößerungsfehler ergeben. Die Erfindung bietet eine Lösung für dieses Problem.

[0093] [Fig. 4](#) zeigt die Form einer Elektrode, wie sie in Kombination mit einer Anzahl weiterer Elektroden verwendet wird, um ein erfindungsgemäßes Korrektorelement zu bilden. Ein so aufgebautes Korrektorelement wird nachstehend unter Bezugnahme auf [Fig. 5](#) im Detail beschrieben. Die Elektrode, die in [Fig. 4](#) gezeigt wird, besteht aus vier plattenförmigen Leitern (Polen) **60-a**, **60-b**, **60-c** und **60-d**, die elektrisch voneinander isoliert sind und in einer flachen Ebene angeordnet sind, so daß sie symmetrisch um die optische Achse **4** gruppiert sind, die sich senkrecht zur Zeichnungsebene in dieser Figur erstreckt. Diese Figur zeigt außerdem die gegenseitig senkrechten x- und y-Richtungen. Die Begrenzungslinie dieser Pole, die der optischen Achse gegenüberliegt, ist als eine Hyperbel geformt, die um einen imaginären Mittelkreis angeordnet ist, der die Hyperbeln tangiert. Zur Einfachheit der Herstellung kann die Form einer Hyperbel in einer bekannten Weise mittels eines Kreisbogens angenähert werden. Jeder der Pole **60-a** bis **60-d** kann auf ein Potential V_1 , V_2 , V_3 bzw. V_4 eingestellt werden. Im einfachsten Fall sind V_1 und V_3 gleich, wie V_2 und V_4 , die in diesem Fall zu V_1 und V_3 entgegengesetzt sind. Jedoch ist es alternativ möglich, einen festen Betrag zu all diesen Potentialen zu addieren, ohne daß der Quadrupoleffekt verloren geht. Dieser feste Betrag kann für eine nächste Elektrode des Korrektorelements einen anderen Wert aufweisen, so daß ein elektrostatischer Monopol, d.h. ein Element mit einer Linsenwirkung dem Quadrupol überlagert wird. Die Konfiguration der in [Fig. 4](#) gezeigten Pole bildet nur eine Möglichkeit zur Verwirklichung des gewünschten Quadrupoleffekts. Es ist alternativ möglich, eine größere Anzahl von Polen (zum Beispiel 12) in einer bekannten Weise zu verwenden, wobei die Begrenzungslinie, die der optischen Achse gegenüberliegt, dann kurz und linear ist, wobei die linearen Stücke symmetrisch (mit einem gegebenen Freiraum) auf einem Kreis um die Achse angeordnet sind. Jeder dieser Pole kann dann in einer solchen Weise erregt werden, daß ein Quadrupolfeld geeignet angenähert wird, jedoch können auch

überlagerte Felder höherer Ordnung darauf gebildet werden. Die Form des Quadrupols ist für die Idee der Erfindung in ihrem weitesten Sinn nicht maßgeblich.

[0094] [Fig. 5](#) ist ein schematischer seitlicher Aufriß eines erfindungsgemäßen Korrekturlements, das aus 11 aufeinanderfolgend angeordneten Elektroden **62**, **64-a**, **64-b**, ..., **64-i** und **66** zusammengesetzt ist, die wie die in [Fig. 4](#) gezeigte Elektrode aufgebaut sein können. Zum Zweck des elektrischen Abschlusses ist eine Röhre, die ein Potential 0 V führt, auf der linken Seite der Elektrode **62** und auf der rechten Seite der Elektrode **66** angeordnet. Jede der Elektroden wird als eine Schicht bezeichnet, wobei die Schichten zusammen die (Monopol-)Potentialvariation Φ_0 auf der optischen Achse und die (Quadrupol-)Potentialvariation Φ_2 in der Nähe der optischen Achse erzeugen. Die Schattierung der verschiedenen Schichten zeigt die Richtung an, in der die Quadrupolerregung stattfindet: die Schichten **62**, **64-b**, **64-d**, **64-f**, **64-h** und **66** werden alle in derselben Richtung erregt. Die Schichten **64-a**, **64-c**, **64-e** und **64-g** werden auch in derselben Richtung erregt, die zur erstgenannten Richtung entgegengesetzt ist. Diese Erregung wird außerdem durch die Symbole dargestellt, die über den maßgeblichen Schichten für abwechselnd positive und negative Linsen in der x-z-Ebene gezeigt werden; jene in der y-z-Ebene sind natürlich den erstgenannten entgegengesetzt. [Fig. 5](#) zeigt außerdem schematisch die (Monopol-)Potentialvariation Φ_0 auf der optischen Achse. Jeder der Quadrupole **64-a** bis **64-i** weist nicht nur eine Quadrupolerregung, sondern auch eine Monopolerregung auf, während die beiden Quadrupole **62** und **66** nur eine Quadrupolerregung aufweisen.

[0095] Der Verlauf der Elektronenstrahlen im Korrekturlement gemäß [Fig. 5](#) wird in [Fig. 6](#) sowohl für die x-z-Ebene als auch für die y-z-Ebene gezeigt. Für die Simulation des Verlaufs dieser Strahlen wird vorausgesetzt, daß die Beschleunigungsspannung $\Phi_0 = 1000$ V und daß die Elektronen im einfallenden Elektronenstrahl zwischen drei Energien verteilt sind, d.h. der Nennspannung von 1000 V und einer Abweichung $\Delta\Phi = \pm 5$ V. In diesem Fall waren die weiteren Simulationsdaten: Potential der Schichten **62** und **66**: 262,8 V in der x-z-Ebene und -262,8 V in der y-z-Ebene; Potential der Schichten **64-a**, **64-c**, **64-e**, **64-g** und **64-i** 107,1 V in der x-z-Ebene und 931,9 V in der y-z-Ebene; Potential der Schichten **64-b**, **64-d**, **64-f** und **64-h**: -126,9 V in der x-z-Ebene und -912,1 V in der y-z-Ebene; der Radius des Mittelkreises, der die Hyperbeln tangiert, betrug 1,5 mm. Der Abstand zwischen den Quadrupolen **62** und **66** und den angrenzenden Röhren zum elektrischen Abschluß betrug 1 mm, wie der Abstand zwischen den Quadrupolen **62** und **66** und den angrenzenden Quadrupolen **64-a** bzw. **64-i**. Die Dicke der Quadrupole **62** und **66** betrug 1 mm. Die Dicke aller anderen Quadrupole **64-a** bis **64-i** betrug 1,5 mm, wie ihr Abstand. [Fig. 6](#) ist durch eine Simulation unter Verwendung des Simulationsprogramms und der Abmessungen und Potentiale erhalten worden.

[0096] Ein Elektronenstrahl **68** fällt parallel zur optischen Achse **4** auf den ersten Quadrupol **62** des Korrekturlements. In der x-z-Ebene wird der Strahl **68** durch den ersten Quadrupol **62** des Korrekturlements von der optischen Achse weg abgelenkt, wonach er durch den nächsten Quadrupol **64-a** wieder zurück zur optischen Achse abgelenkt wird. Dies wird etliche Male in den Quadrupolen **64-b** bis **64-i** wiederholt, wonach infolge des Quadrupols **66** der Strahl **70** wieder parallel zur optischen Achse aus dem Korrekturlement hervorgeht. Genau genommen gilt das letztgenannte nur für die Elektronen mit der Nennenergie von 1000 V; die Elektronen, die +5 V oder -5 V davon abweichen, folgen einer Bahn mit einem geringfügig abweichenden Winkel, d.h. den Bahnen **72** bzw. **74**. Diese Figur zeigt, daß in der x-z-Ebene praktisch kein chromatischer Vergrößerungsfehler am Ausgang des Korrekturlements auftritt. Der Korrektureffekt des in [Fig. 6](#) gezeigten Korrekturlements wird als die vergleichsweise große Winkeldifferenz zwischen den Strahlen **72** und **74** offensichtlich.

[0097] In der x-z-Ebene wird der Strahl **68** durch den ersten Quadrupol **62** des Korrekturlements zur optischen Achse abgelenkt, wonach dieser Strahl durch den nächsten Quadrupol **64-a** wieder weg von der optischen Achse abgelenkt wird. Der anschließende Quadrupol **64-b** lenkt den Elektronenstrahl wieder zur optischen Achse ab; dieser Strahl schneidet die Achse im Bereich des Quadrupols **64-c**, wonach er vergleichsweise fern von der Achse auf den Quadrupol **64-d** fällt. Der letztgenannte Quadrupol lenkt den Strahl wieder zurück in die Richtung der Achse ab, wonach er durch den Quadrupol **64-e** weg von der Achse und durch den Quadrupol **64-f** wieder zur Achse abgelenkt wird; der Strahl schneidet dann die Achse im Bereich des Quadrupols **64-g**, wonach er vergleichsweise fern von der Achse auf den Quadrupol **64-h** fällt, wobei der letztgenannte Quadrupol den Strahl wieder zurück zur Achse ablenkt. Der Quadrupol **64-i** lenkt den Strahl wieder von der Achse weg zum Quadrupol **66** ab, der schließlich bewirkt, daß der Strahl parallel zur optischen Achse aus dem Korrekturlement hervorgeht. Genau genommen gilt das letztgenannte nur für die Elektronen mit der Nennenergie von 1000 V; die Elektronen, die davon +5 V oder -5 V abweichen, folgen einer Bahn mit einem abweichenden Winkel, d.h. den Bahnen **76** bzw. **78**. Diese Figur zeigt, daß nur ein leichter chromatischer Aberrationsfehler (der für praktische Zwecke ignoriert werden kann) am Ausgang des Korrekturlements auftritt. Es scheint, daß an einigen Stellen in der y-z-Ebene die Extrema der Bahnen nicht exakt mit den Orten der opti-

schen Elemente übereinstimmen; dies kann unter anderem auf der Grundlage der Tatsache erklärt werden, daß die verschiedenen Quadrupole auch eine Monopolerregung aufweisen und daß die verschiedenen optischen Elemente nicht ideal dünn sind, sondern eine gegebene Dicke aufweisen.

[0098] [Fig. 6](#) zeigt eine vergleichsweise große Winkeldifferenz zwischen den Strahlen **76** und **78**, jedoch hat diese Differenz fast keinen oder keinen Effekt auf das chromatische Verhalten des Korrektors als Ganzes. Es gibt zwei Gründe in dieser Hinsicht. Der erste Grund beruht auf der Tatsache, daß die Strahlen nicht im ganzen Korrektor parallel zur optischen Achse einfallen. Der zweite Grund beruht auf der Tatsache, daß infolge der Wahl der Länge der Korrektorelemente und der Quadrupolerregung die Verteilung der Korrektorstärke durch die nicht-korrigierende Fläche der gesamten Korrektorstärke untergeordnet werden kann. Das letztgenannte wird auch im zitierten Artikel von Archard (Abschnitt 9) gezeigt. Aus demselben Grund ist diese Winkelabweichung bezüglich des chromatischen Vergrößerungsfehlers kaum von Bedeutung. Schließlich ist zu beachten, daß der Wert $n = 2$ (siehe den Ausdruck (44)) für den Strahlengang der [Fig. 6](#) gilt.

[0099] [Fig. 7](#) ist eine schematische Darstellung des Strahlengangs in einem erfindungsgemäßen Korrektor, in dem jedes der beiden Korrektorelemente für die x-z-Ebene sowie für die y-z-Ebene aus elf Schichten zusammengesetzt ist, wie in [Fig. 6](#) gezeigt. Die Korrektorelemente sind mit zwei zusätzlichen Quadrupolen zusammengebaut, um einen Korrektor zu bilden, wie in [Fig. 2](#) gezeigt. Die zusätzlichen Quadrupole sind daher die Quadrupole **30** und **44**. Es ist zu beachten, daß im Gegensatz zu [Fig. 6](#) in [Fig. 7](#) die Elektronen nicht in allen Fällen parallel zur optischen Achse auf das Korrektorelement einfallen; in zwei der vier Fälle fallen sie aufgrund des Vorhandenseins des ersten Quadrupols **30** (für das erste Korrektorelement **34**) oder aufgrund des Durchquerens des ersten Korrektorelements **34** (vor dem zweiten Korrektorelement **40**) unter einem gegebenen Winkel ein. Folglich können die Elektronenbahnen der [Fig. 6](#) nicht einfach auf [Fig. 7](#) übertragen werden.

[0100] Die Erregung der Korrektorelemente, die für die Simulation der [Fig. 7](#) verwendet werden, weicht leicht von jener in [Fig. 6](#) ab: das Potential der Schichten **62** und **66** betrug 242,9 V in der x-z-Ebene und -242,9 V in der y-z-Ebene; das Potential der Schichten **64-a**, **64-c**, **64-e**, **64-g** und **64-i** betrug 106,8 V in der x-z-Ebene und 932,2 V in der y-z-Ebene; das Potential der Schichten **64-b**, **64-d**, **64-f** und **64-h** betrug -127,2 V in der x-z-Ebene und -911,8 V in der y-z-Ebene. Die folgenden Daten gelten für die Quadrupole **30** und **44**, die in der Simulation der [Fig. 7](#) verwendet werden: jeder Quadrupol besteht aus einer Elektroden-schicht gemäß [Fig. 4](#), die zwischen zwei Röhren zum elektrischen Abschluß angeordnet ist. Der Abstand zwischen der Elektroden-schicht und den Röhren beträgt 1 mm auf beiden Seiten; die Dicke der Elektroden-schicht beträgt 2 mm und der Radius des Mittelkreises, der die Hyperbeln tangiert, beträgt 1,5 mm, wie der Innenradius der Röhren. Die Röhren weisen ein Potential von 0 V auf, und das Potential der dazwischen angeordneten Elektroden-schicht beträgt +29,7 V für die x-z-Ebene am Quadrupol **30** und -29,7 V für die y-z-Ebene; die entgegengesetzten Werte gelten für den Quadrupol **44**.

[0101] [Fig. 7](#) zeigt, daß der darin verwendete Korrektor als Ganzes eine direkte Sicht für Elektronen der Nennenergie aufweist, d.h. daß Strahlen, die parallel zur optischen Achse einfallen, auch wieder parallel zur optischen Achse hervorgehen. Offenbar werden Elektronen einer abweichenden Energie aus dem Korrektor mit einem abweichenden Winkel hervorgehen, wie es für einen Korrektor für die chromatische Aberration erwartet werden konnte. Die Strahlen **39** und **41**, die vom Korrektor ausgehen (die zur optischen Achse gerichtet sind) entsprechen einer Energie von 1005 V; die Strahlen **45** und **47** (die von der optischen Achse weg gerichtet sind) entsprechen einer Energie von 995 V, und der Strahl **43** (der parallel zur optischen Achse hervorgeht) entspricht einer Nennenergie von 1000 V. Die Figur zeigt deutlich die starke Dispersion zwischen den Systemen **32**, **34**, **36** auf der einen Seite und **38**, **40**, **42** auf der anderen Seite (für die x-z-Ebene) und zwischen dem System **38**, **40**, **42** auf der einen Seite und dem Quadrupol **44** auf der anderen Seite (für die y-z-Ebene); dies konnte erwartet werden, da die Korrektorelemente **34** und **40** zu diesem Zweck bestimmt sind. [Fig. 7](#) zeigt auch, daß der chromatische Vergrößerungsfehler (d.h. die Höhendifferenz zwischen den Strahlen abweichender Energie beim Austritt aus dem Korrektor) wesentlich kleiner als im bekannten Korrektor ist (vergleiche [Fig. 3](#)).

[0102] Wenn [Fig. 7](#) mit [Fig. 3](#) verglichen wird, ergibt sich, daß die Winkeldifferenz zwischen den ausgehenden Bahnen in [Fig. 7](#) wesentlich größer als in [Fig. 3](#) ist. Dies ist insbesondere auf die Tatsache zurückzuführen, daß in [Fig. 3](#) eine Energiestreuung von 2 V und in [Fig. 7](#) eine Energiestreuung von 5 V vorausgesetzt worden sind.

[0103] [Fig. 8](#) ist eine schematische Darstellung des Strahlengangs in einem erfindungsgemäßen Korrektorelement, das in diesem Fall jedoch nur aus fünf Schichten für die x-z-Ebene sowie für die y-z-Ebene zusam-

mengesetzt ist. Der Aufbau eines solchen Korrekturlements wird nicht in der Figur gezeigt, man kann sich ihn jedoch leicht auf der Grundlage der [Fig. 5](#) vorstellen, indem angenommen wird, daß die neun Schichten **64-a** bis **64-i** in dieser Figur durch drei Schichten **64-a**, **64-b** und **64-c** ersetzt werden, wobei die Erregung der Schicht **64-b** jener der Schichten **64-a** und **64-c** entgegengesetzt ist, deren Erregung jener der Quadrupole **62** und **66** entgegengesetzt ist. Diese fünf Quadrupole sind durch zwei Röhren zum elektrischen Abschluß eingeschlossen. Es wird vorausgesetzt, daß jeder Quadrupol in diesem Korrekturlement so aufgebaut ist, wie in [Fig. 4](#) gezeigt; der Radius des Mittelkreises, der die Hyperbeln tangiert, beträgt 3 mm, wie der Innenradius der Röhren zum elektrischen Abschluß. Das Korrekturlement besteht aufeinanderfolgend aus einer Röhre, die eine Spannung von 0 V führt und der sich in einem Abstand von 2 mm der erste Quadrupol **62** anschließt, der eine Dicke von 2 mm aufweist und dem sich in einem Abstand von 2 mm der zweite Quadrupol **64-a** anschließt, der eine Dicke von 3 mm aufweist und dem sich in einem Abstand von 3 mm der dritte Quadrupol **64-b** anschließt, der eine Dicke von 3 mm aufweist und dem sich in einem Abstand von 3 mm der vierte Quadrupol **64-c** anschließt, der eine Dicke von 3 mm aufweist und dem sich in einem Abstand von 2 mm der fünfte Quadrupol **66** anschließt, der eine Dicke von 2 mm aufweist und dem sich schließlich in einem Abstand von 2 mm eine Röhre anschließt, die den Innendurchmesser und eine Spannung von 0 V aufweist. Die Spannungen an den Elektroden der äußeren beiden Quadrupole **62** und **66** betragen 513,4 V für die x-z-Ebene und -513,4 V für die y-z-Ebene; die Spannungen an den Elektroden der beiden Quadrupole **64-a** und **64-c** betragen 299 V für die x-z-Ebene und 2059,6 V für die y-z-Ebene, und am mittleren Quadrupol **64-b** betragen die Spannungen -361,4 V für die x-z-Ebene und -1997,2 V für die y-z-Ebene.

[0104] Für die Simulation des Verlaufs der Elektronenstrahlen, der in [Fig. 8](#) gezeigt wird, ist vorausgesetzt worden, daß die Beschleunigungsspannung $\Phi_0 = 1000$ V und daß die Elektronen im einfallenden Elektronenstrahl zwischen drei Energien verteilt sind, d.h. die Nennspannung von 1000 V und eine Abweichung $\Delta\Phi = \pm 5$ V. [Fig. 8](#) ist durch eine Simulation erhalten worden, indem das vorher erwähnte Simulationsprogramm und die angegebenen Abmessungen und Potentiale verwendet wurden.

[0105] In [Fig. 8](#) fällt ein Elektronenstrahl **68** auf den ersten Quadrupol **62** des Korrekturlements parallel zur optischen Achse **4** ein. In der x-z-Ebene wird der Strahl **68** durch den ersten Quadrupol **62** des Korrekturlements von der optischen Achse weg abgelenkt, wonach er durch den nächsten Quadrupol **64-a** wieder zurück zur optischen Achse abgelenkt wird. Anschließend lenkt der Quadrupol **64-b** den Strahl wieder von der optischen Achse weg ab, wonach er durch den nächsten Quadrupol **64-c** zurück zur optischen Achse abgelenkt wird. Der Strahl **70** durchquert anschließend den letzten Quadrupol **66** und geht aus dem Korrekturlement wieder parallel zur optischen Achse hervor. Genau genommen ist das letztgenannte nur für die Elektronen mit der Nennenergie von 1000 V der Fall; die Elektronen mit einer Energie, die davon +5 V oder -5 V abweicht, folgen einer Bahn mit einem geringfügig anderen Winkel, wobei dies die Bahnen **72** bzw. **74** sind. Diese Figur zeigt, daß erneut praktisch kein chromatischer Vergrößerungsfehler in der x-z-Ebene am Ausgang des Korrekturlements auftritt, das aus fünf Schichten besteht. Der Korrekturereffekt für die chromatische Aberration wird als die vergleichsweise große Winkeldifferenz zwischen den Strahlen **72** und **74** offensichtlich.

[0106] In der y-z-Ebene wird der Strahl **68** durch den ersten Quadrupol **62** des Korrekturlements zur optischen Achse abgelenkt, wonach er durch den nächsten Quadrupol **64-a** wieder geringfügig zurück abgelenkt wird, sich jedoch immer noch in die Richtung der optischen Achse bewegt. Der anschließende Quadrupol **64-b** lenkt den Elektronenstrahl wieder steiler zur optischen Achse ab; der Strahl schneidet die Achse im Bereich des Quadrupols **64-b** und fällt anschließend vergleichsweise fern von der Achse auf den Quadrupol **64-c**. Der letztgenannte Quadrupol sorgt dafür, daß sich der Strahl wieder geringfügig steiler erstreckt, wonach der Strahl durch den letzten Quadrupol **66** abgelenkt wird, so daß er schließlich parallel zur optischen Achse aus dem Korrekturlement hervorgeht. Genau genommen gilt das letztgenannte nur für die Elektronen mit der Nennenergie von 1000 V. Die Elektronen mit einer Energie, die davon +5 V oder -5 V abweichen, folgen einer Bahn mit einem abweichenden Winkel, d.h. den Bahnen **76** bzw. **78**. [Fig. 8](#) zeigt, daß ein leichter chromatischer Vergrößerungsfehler (der für praktische Zwecke ignoriert werden kann) in der y-z-Ebene am Ausgang des Korrekturlements auftritt.

[0107] Es ist zu beachten, daß wenn der Ausdruck (44) auf [Fig. 8](#) angewendet wird, der Wert $n = 1$ verwendet wird. Dies bedeutet, daß ein Strahl, der auf der Höhe 1 und parallel zur optischen Achse einfällt, auf der Höhe -1 und parallel zur optischen Achse hervorgeht. Im allgemeinen beträgt die Determinante einer Übertragungsmatrix gleich 1, so daß diese Übertragungsmatrix dieselbe Eigenschaft wie eine Driftraummatrix aufweist. Dies zeigt, daß obwohl die Dispersion groß sein kann, es keinen Mechanismus gibt, der bewirken könnte, daß der chromatische Vergrößerungsfehler unzulässig groß wird.

[0108] [Fig. 9](#) ist eine schematische Darstellung des Strahlengangs in einem erfindungsgemäßen Korrektur,

in dem jedes der beiden Korrektorelemente aus fünf Schichten zusammengesetzt ist, sowohl für die x-z-Ebene als auch für die y-z-Ebene, wobei der Strahlengang für die Elemente in [Fig. 8](#) gezeigt wird. Die Korrektorelemente sind mit zwei zusätzlichen Quadrupolen zusammengebaut, um einen Korrektor zu bilden, wie in [Fig. 2](#) gezeigt. Folglich sind die zusätzlichen Quadrupole die Quadrupole **30** und **44**. Im für die Simulation verwendeten Korrektor, der in [Fig. 9](#) gezeigt wird, sind die Quadrupole **32** und **36** in das Korrektorelement **34** integriert, und die Quadrupole **38** und **42** sind in das Korrektorelement **40** integriert; dies ist nicht von wesentlicher Bedeutung für das Verhalten des Korrektors. Es ist zu beachten, daß im Gegensatz zu [Fig. 7](#) die Elektronen in [Fig. 9](#) nicht parallel zur optischen Achse auf die Korrektorelemente einfallen, sondern unter einem gegebenen Winkel, der von null abweicht; für das erste Korrektorelement **34** ist dies auf das Vorhandensein des ersten Quadrupols **30** zurückzuführen, und für das zweite Korrektorelement **40** ist dies auf die Tatsache zurückzuführen, daß das erste Korrektorelement zuerst durchquert worden ist. Folglich können die Elektronenbahnen der [Fig. 8](#) nicht einfach auf [Fig. 9](#) übertragen werden.

[0109] Für die Simulation des Verlaufs der Elektronenstrahlen in [Fig. 9](#) ist vorausgesetzt worden, daß die Beschleunigungsspannung $\Phi_0 = 1000$ V und die Elektronen im einfallenden Elektronenstrahl zwischen drei Energien verteilt sind, d.h. der Nennspannung von 1000 V und einer Abweichung $\Delta\Phi = \pm 2$ V. Die Korrektorelemente **32**, **34**, **36** und **38**, **40**, **42** waren zusammengesetzt, wie unter Bezugnahme auf [Fig. 8](#) beschrieben, gesetzt den Fall, daß unterschiedliche Spannungen an den Elektroden vorhanden sind. Die Spannungen an den Elektroden der äußeren beiden Quadrupole **62** und **66** betragen 508,0 V für die x-z-Ebene und -508,0 V für die y-z-Ebene; an den Elektroden der beiden Quadrupolen **64-a** und **64-c** betragen sie 293,6 V für die x-z-Ebene und 2065,0 V für die y-z-Ebene, und für den mittleren Quadrupol **64-b** betragen sie -366,8 V für die x-z-Ebene und -1991,8 V für die y-z-Ebene. Die folgenden Daten gelten für die zusätzlichen Quadrupole **30** und **44** in [Fig. 9](#): jeder Quadrupol besteht aus einer Elektrodenschicht gemäß [Fig. 4](#), die zwischen zwei Röhren zum elektrischen Abschluß angeordnet ist. Der Abstand zwischen der Elektrodenschicht und den Röhren beträgt 1 mm auf beiden Seiten; die Dicke der Elektrodenschicht beträgt 2 mm und der Radius des Mittelkreises, der die Hyperbeln tangiert, beträgt 1,2 mm, wie der Innenradius der Röhren. Die Röhren führen ein Potential von 0 V, und die dazwischen angeordnete Elektrodenschicht am Quadrupol **30** weist eine Spannung von +6,49 V für die x-z-Ebene und -6,49 V für die y-z-Ebene auf; für den Quadrupol **44** gelten entgegengesetzte Werte. [Fig. 9](#) ist durch eine Simulation unter Verwendung des vorher erwähnten Simulationsprogramms und der angegebenen Abmessungen und Potentiale erhalten worden.

[0110] [Fig. 9](#) zeigt, daß der darin verwendete Korrektor als ganzes eine direkte Sicht für Elektronen mit Nennenergie aufweist. Offensichtlich gehen Elektronen mit einer Energie, die vom Nennwert abweicht, aus dem Korrektor mit einem abweichenden Winkel hervor, wie es für einen Korrektor für die chromatische Aberration erwartet werden konnte. Die Figur zeigt außerdem, daß der chromatische Vergrößerungsfehler beträchtlich kleiner als im bekannten Korrektor ist (vergleiche [Fig. 3](#)). Daher kann auf der Grundlage der [Fig. 8](#) und [Fig. 9](#) abgeleitet werden, daß ein zufriedenstellend arbeitender Korrektor für die chromatische Aberration zusammengesetzt werden kann, indem nicht mehr als fünf Schichten verwendet werden.

[0111] [Fig. 10](#) ist eine schematische Darstellung des Strahlengangs in einem erfindungsgemäßen Korrektor, in die Korrektorelemente in einer solchen Weise erregt werden, daß der chromatische Vergrößerungsfehler exakt null ist. Jedes der Korrektorelemente dieses Korrektors ist sowohl für die x-z-Ebene als auch für die y-z-Ebene aus sieben Schichten zusammengesetzt. Der Aufbau eines solchen Korrektorelements wird nicht in einer Figur gezeigt, man kann ihn sich jedoch auf der Grundlage der [Fig. 5](#) leicht vorstellen, indem angenommen wird, daß die neun Schichten **64-a** bis **64-i** darin durch fünf Schichten **64-a**, **64-b**, **64-c**, **64-d** und **64-e** ersetzt werden, wobei die Erregung der Schichten **64-b** und **64-d** entgegengesetzt zu jener der Schichten **64-a**, **64-c** und **64-e** ist, wobei die Erregung der letztgenannten drei Schichten wieder zu jener der Quadrupole **62** und **66** entgegengesetzt ist.

[0112] Die Abmessungen und die Spannungen der Elektroden der Korrektorelemente waren für die beiden Korrektorelemente in [Fig. 10](#) unterschiedlich. Die folgenden Abmessungen und Spannungen gelten für das erste Korrektorelement **32**, **34**, **36**. Die sieben Quadrupole des Korrektorelements sind durch zwei Röhren zum elektrischen Abschluß eingeschlossen. Es wird vorausgesetzt, daß jeder Quadrupol in diesem Korrektorelement so aufgebaut ist, wie in [Fig. 4](#) gezeigt; der Radius des Mittelkreises, der die Hyperbeln tangiert, beträgt dann 1,2 mm, wie der Innenradius der Röhren für den elektrischen Abschluß. Das Korrektorelement besteht aufeinanderfolgend aus einer Röhre, die eine Spannung von 0 V aufweist und der in einem Abstand von 0,8 mm der erste Quadrupol **62** nachfolgt, der eine Dicke von 0,8 mm aufweist und dem in einem Abstand von 0,8 mm der zweite Quadrupol **64-a** nachfolgt, der eine Dicke von 1,2 mm aufweist und dem in einem Abstand von 1,2 mm der dritte Quadrupol **64-b** nachfolgt, der eine Dicke von 1,2 mm aufweist und dem in einem Abstand von 1,2 mm der vierte Quadrupol **64-c** nachfolgt, der eine Dicke von 1,2 mm aufweist. Die anderen Abmessun-

gen sind bekannt, da das Korrektorelement relativ zu einer Ebene durch die Mitte der Elektrode **64-c** spiegel-symmetrisch ist. Die Spannungen an den Elektroden der äußeren beiden Quadrupole **62** und **66** betragen 280,8 V für die x-z-Ebene und -280,8 V für die y-z-Ebene; an den Elektroden der drei Quadrupole **64-a**, **64-c** und **64-e** betragen sie 107,2 V für die x-z-Ebene und 1004,0 V für die y-z-Ebene; an den Elektroden der beiden Quadrupolen **64-b** und **64-d** betragen sie -133,6 V für die x-z-Ebene und -977,6 V für die y-z-Ebene.

[0113] Die folgenden Abmessungen und Spannungen gelten für das zweite Korrektorelement **38**, **40**, **42**. Die Zusammensetzung des zweiten Korrektorelements ist dieselbe wie jene des ersten Korrektorelements. Um die Abmessungen für das zweite Korrektorelement zu erhalten, müssen alle Abmessungen des ersten Korrektorelements mit einem Faktor 0,82 multipliziert werden. Die erste und die letzte Röhre führen wieder eine Spannung von 0 V. Die Spannungen an den Elektroden der äußeren beiden Quadrupole **62** und **66** betragen -256,3 V für die x-z-Ebene und 256,3 V für die y-z-Ebene; an den Elektroden der drei Quadrupole **64-a**, **64-c** und **64-e** betragen sie 912,1 V für die x-z-Ebene und 98,5 V für die y-z-Ebene; an den Elektroden der beiden Quadrupole **64-b** und **64-d** betragen sie -890,1 V für die x-z-Ebene und -120,5 V für die y-z-Ebene.

[0114] Die Elektroden der beiden Quadrupolen **30** und **44** weisen einen Mittelkreis auf, der die Hyperbeln tangiert, der einen Radius von 1,2 mm aufweist. Die beiden Quadrupole bestehen aufeinanderfolgend aus einer Röhre zum elektrischen Abschluß, die einen Innendurchmesser von 1,2 mm aufweist und der in einem Abstand von 1 mm ein Quadrupol nachfolgt, der eine Dicke von 2 mm aufweist und dem in einem Abstand von 1 mm eine Röhre zum elektrischen Abschluß nachfolgt, die einen Innendurchmesser von 1,2 mm aufweist. Die Spannungen an den Elektroden des Quadrupols **30** betragen +14,8 V und -14,8 V für die x-z-Ebene bzw. die y-z-Ebene, und die entgegengesetzten Werte gelten für den Quadrupol **44**. Für die Simulation des Verlaufs der Elektronenstrahlen wurde vorausgesetzt, daß die Beschleunigungsspannung $\Phi_0 = 1000$ V und daß die Elektronen im einfallenden Elektronenstrahl zwischen drei Energien verteilt waren, d.h. der Nennspannung von 1000 V und einer Abweichung $\Delta\Phi = \pm 5$ V. [Fig. 10](#) ist durch eine Simulation erhalten worden, indem das Simulationsprogramm und die angegebenen Abmessungen und Potentiale verwendet wurden.

[0115] In [Fig. 10](#) geht zuerst ein Strahl **80** von einem Punkt auf der Achse **4** durch eine runde Linse aus; die Position dieser runden Linse wird durch die Bezugsziffer **82** auf der Achse bezeichnet. Unter dem Einfluß dieser runden Linse wird der Strahl **80** parallel zur Achse gerichtet, wonach er durch den Quadrupol **30** aufgespalten wird, um einen Strahl für die x-z-Ebene und einen Strahl für die y-z-Ebene zu bilden. Der Verlauf der Strahlen in der x-z-Ebene und in der y-z-Ebene ist wieder im wesentlichen derselbe, wie unter Bezugnahme auf die [Fig. 6](#), [Fig. 7](#), [Fig. 8](#) und [Fig. 9](#) beschrieben und braucht nicht wieder ausgearbeitet werden. Der Unterschied zwischen dem Strahlengang in [Fig. 10](#) und dem in den anderen Figuren besteht darin, daß in [Fig. 10](#) der Strahl nicht einer Bahn folgt, die eine Ganzzahl von halben Sinusperioden bildet; die Quadrupole werden nun in einer solchen Weise erregt, daß die Form der Bahn in jedem der Korrektorelemente leicht davon abweicht. Aufgrund dieser Abweichung werden zwei Freiheitsgrade erhalten (einer für jedes Korrektorelement): diese Freiheitsgrade können verwendet werden, um den Punkt mit einem chromatischen Vergrößerungsfehler, der für die x-z-Ebene gleich null ist, mit dem entsprechenden Punkt für die y-z-Ebene zusammenfallen zu lassen und, überdies diese zusammenfallenden Punkte zu einer gewünschten Position auf der optischen Achse zu bewegen. Diese Position wird durch die Bezugsziffer **84** in [Fig. 10](#) bezeichnet. Eine runde Linse, die auf eine chromatische Aberration korrigiert werden soll, kann an diesem Punkt angeordnet werden, was zu einem achromatischen System führt, das außerdem einen chromatischen Vergrößerungsfehler aufweist, der gleich null ist.

Patentansprüche

1. Korrektor (**28**) zur Korrektur der chromatischen Aberration einer Fokussierlinse (**8**) in einer teilchenoptischen Vorrichtung, wobei die Fokussierlinse (**8**) vom Korrektor (**28**) beabstandet ist, wobei der Korrektor (**28**) mindestens zwei gegenseitig beabstandete Korrektorelemente (**34**, **40**) aufweist, von denen jedes mit Elektroden (**62**, **64**, **66**) zur Erzeugung elektrischer Quadrupolfelder versehen ist, wobei die Elektroden (**62**, **64**, **66**) in aufeinanderfolgenden Schichten entlang einer optischen Achse (**4**) angeordnet sind, die dem Korrektor (**29**) und der Fokussierlinse (**8**) gemeinsam ist, und wobei die Quadrupolfelder, die durch die Elektroden (**62**, **64**, **66**) in den Schichten erzeugt werden, um einen Winkel von im wesentlichen 90° um die optische Achse (**4**) relativ zum Quadrupolfeld gedreht sind, das durch die Elektrode in einer angrenzenden Schicht erzeugt wird, **dadurch gekennzeichnet**, daß die Korrektorelemente (**34**, **40**) jeweils mindestens fünf Schichten der Quadrupolelektroden aufweisen, wobei die mindestens fünf Schichten der Quadrupolelektroden jedes Korrektorelements in einer aufeinanderfolgenden Reihenfolge angeordnet sind und kein anderes optisches Element zwischen irgendwelchen zwei aufeinanderfolgenden Schichten der mindestens fünf Schichten der Quadrupolelektroden jedes Korrektorelements angeordnet ist.

Es folgen 7 Blatt Zeichnungen

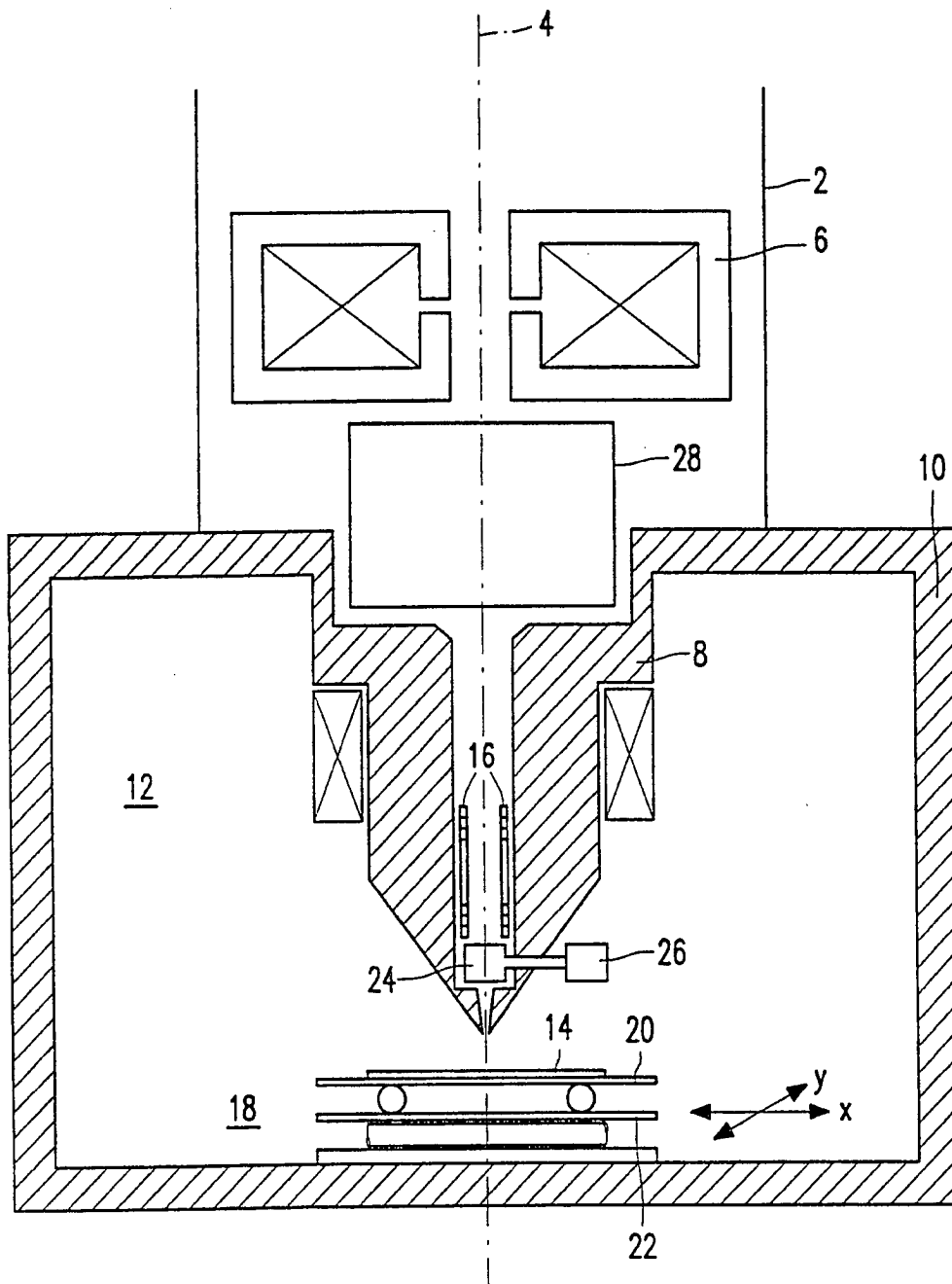


FIG. 1

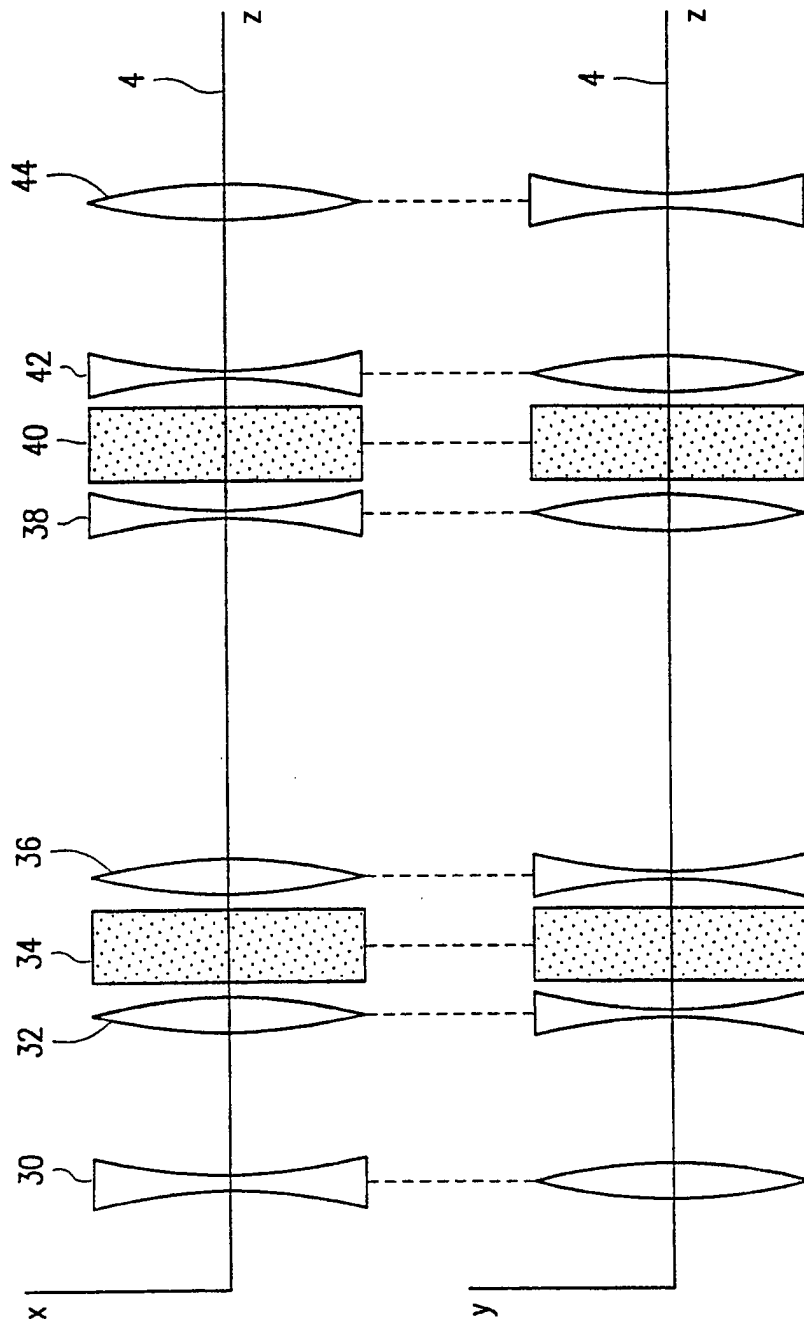
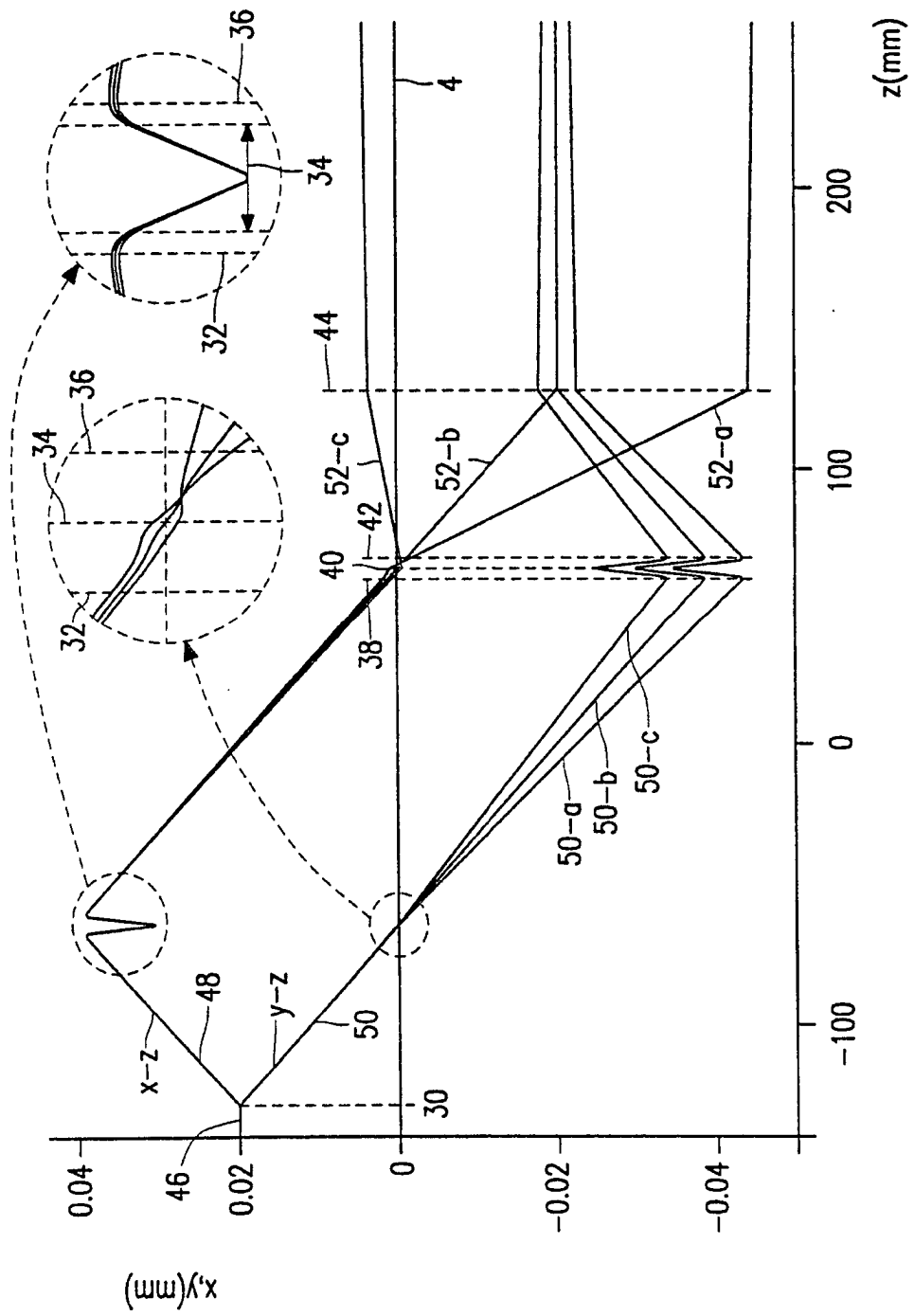


FIG. 2



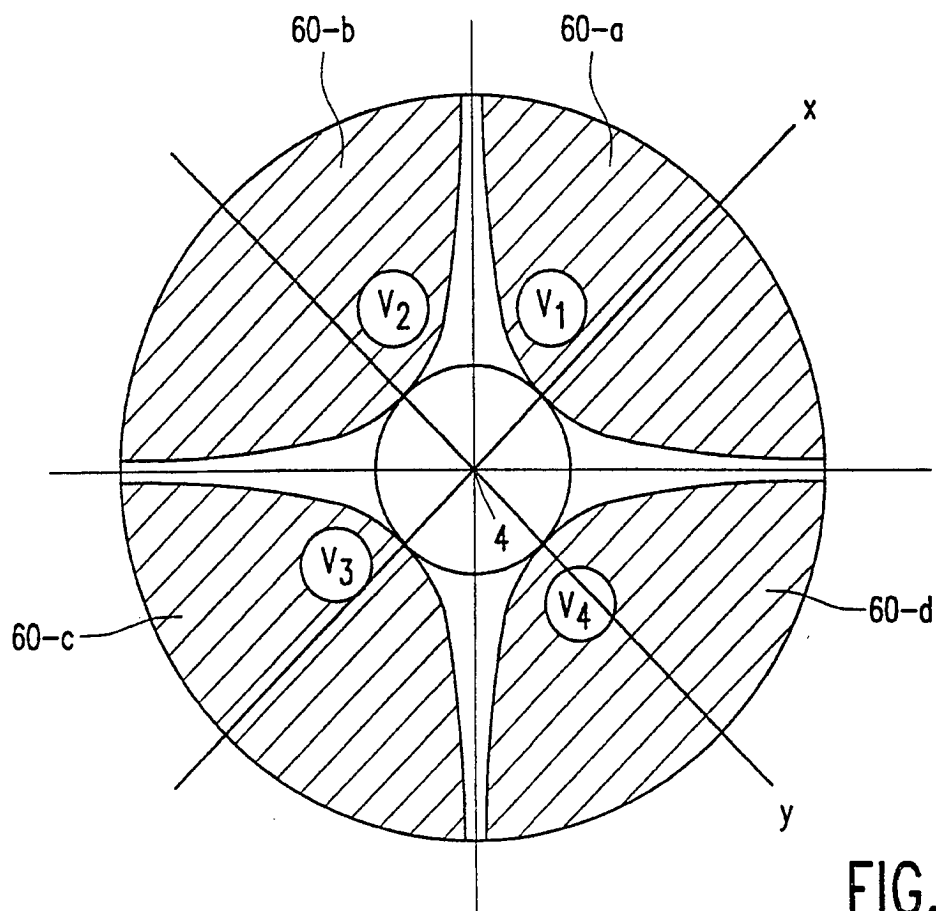


FIG. 4

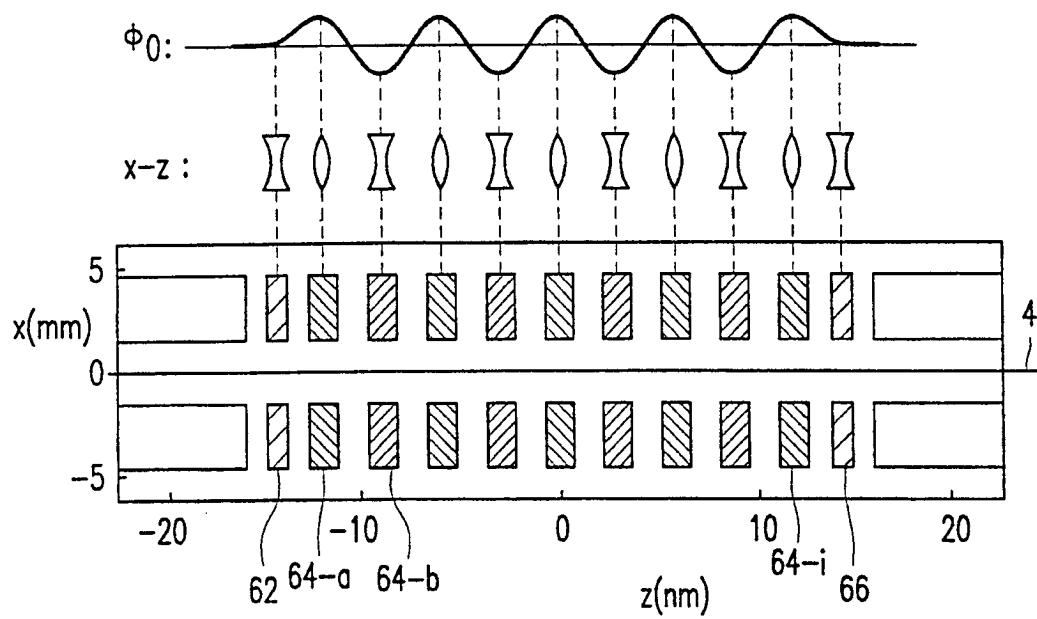


FIG. 5

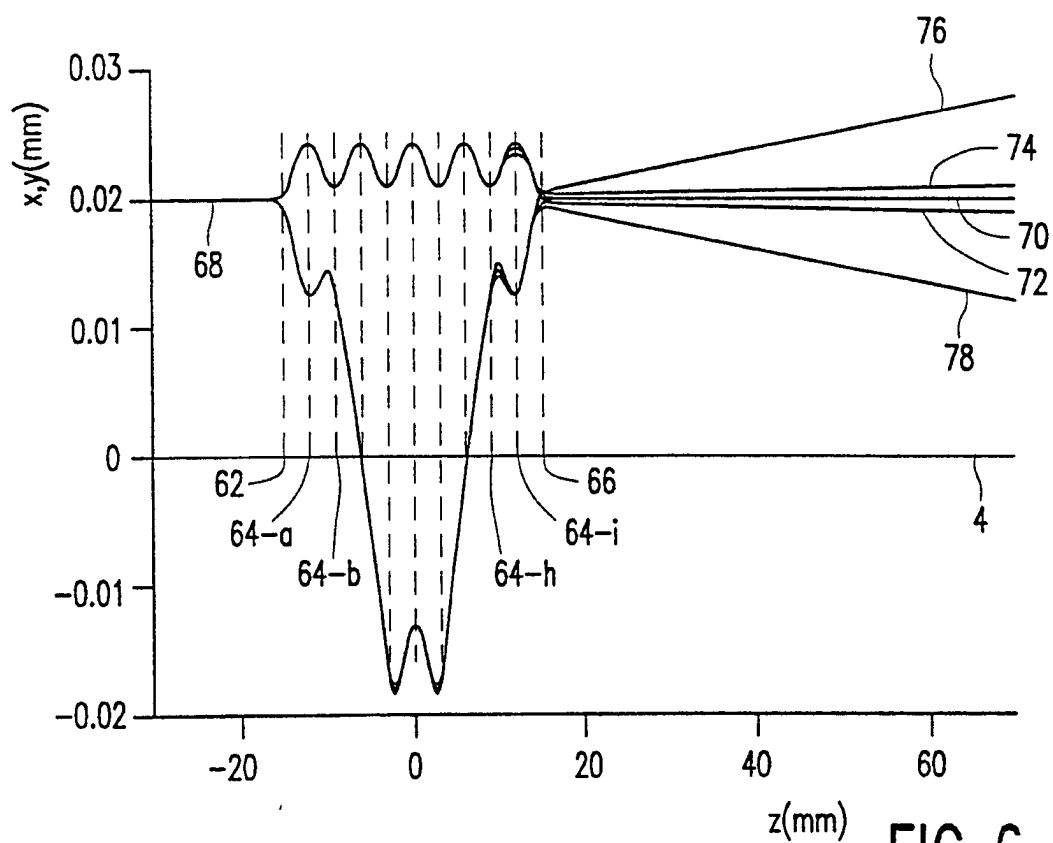


FIG. 6

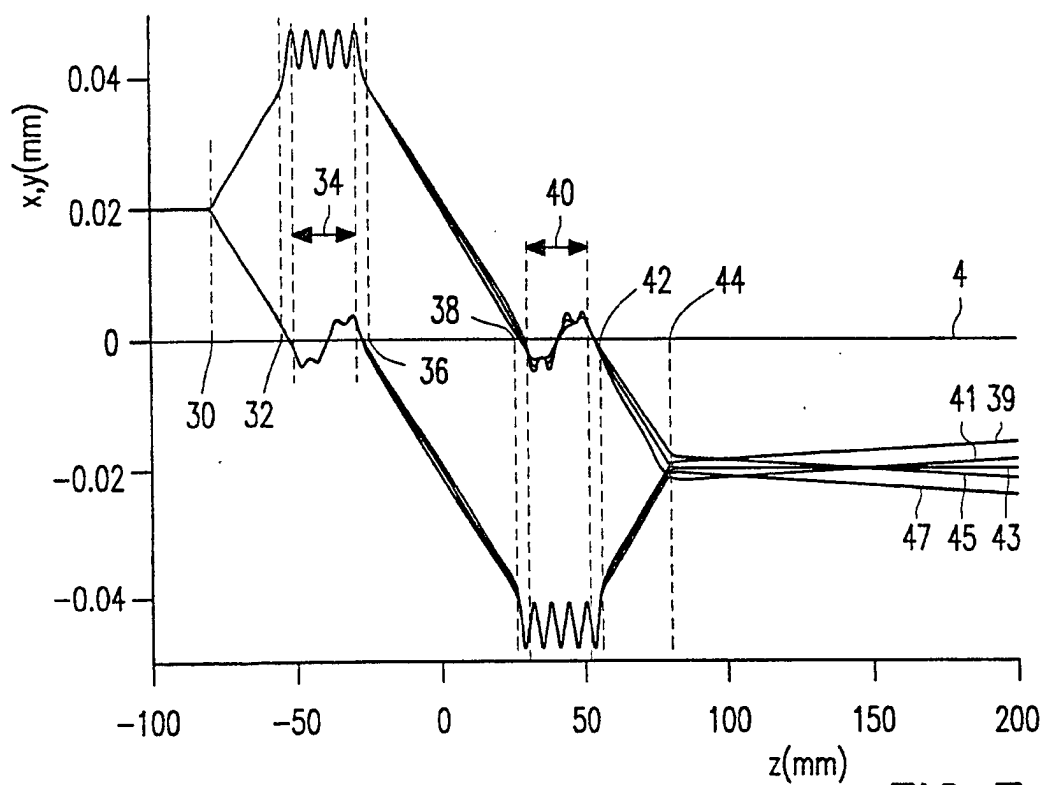
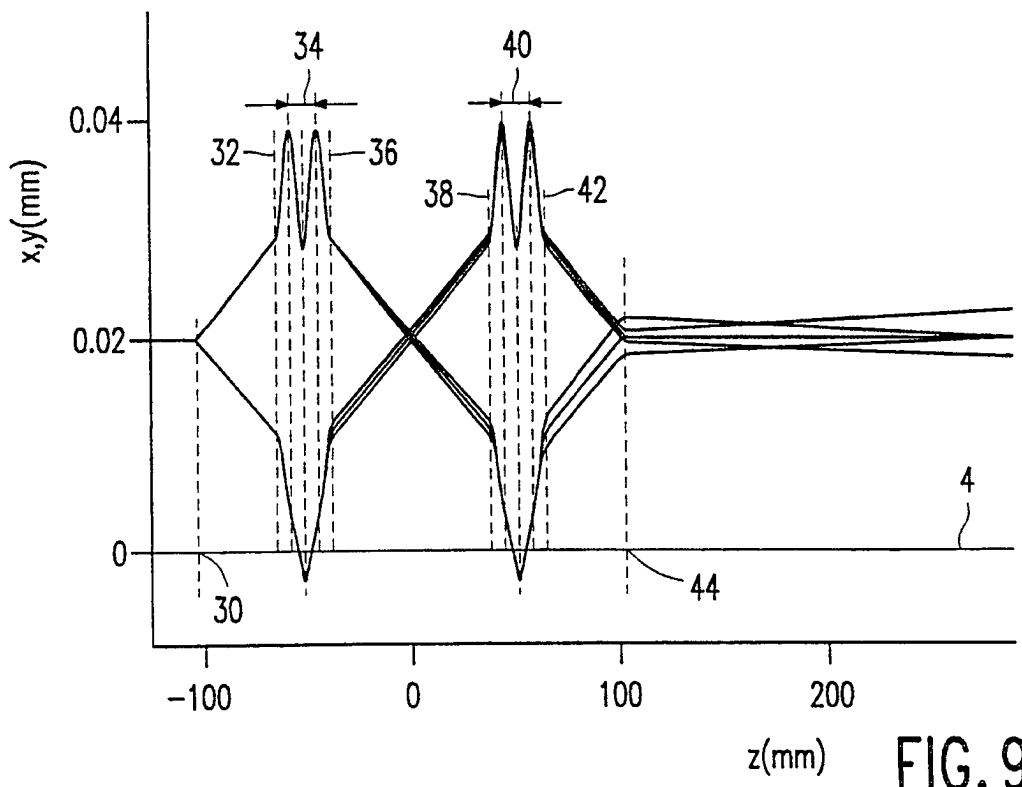
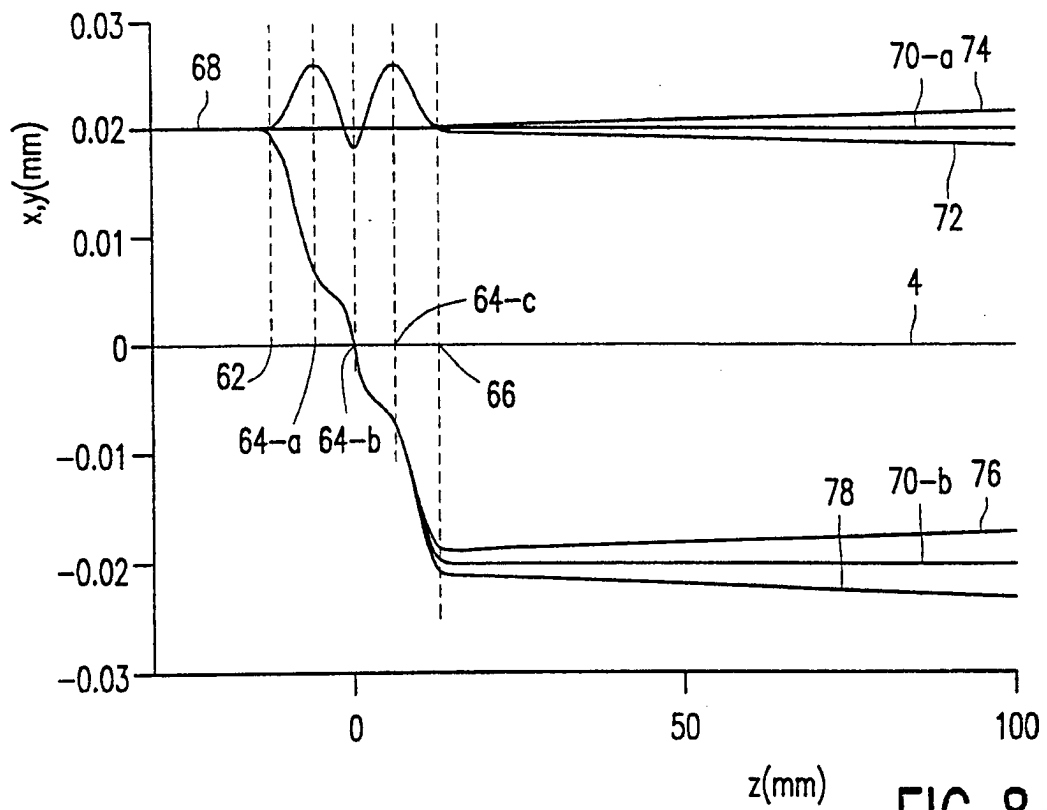


FIG. 7



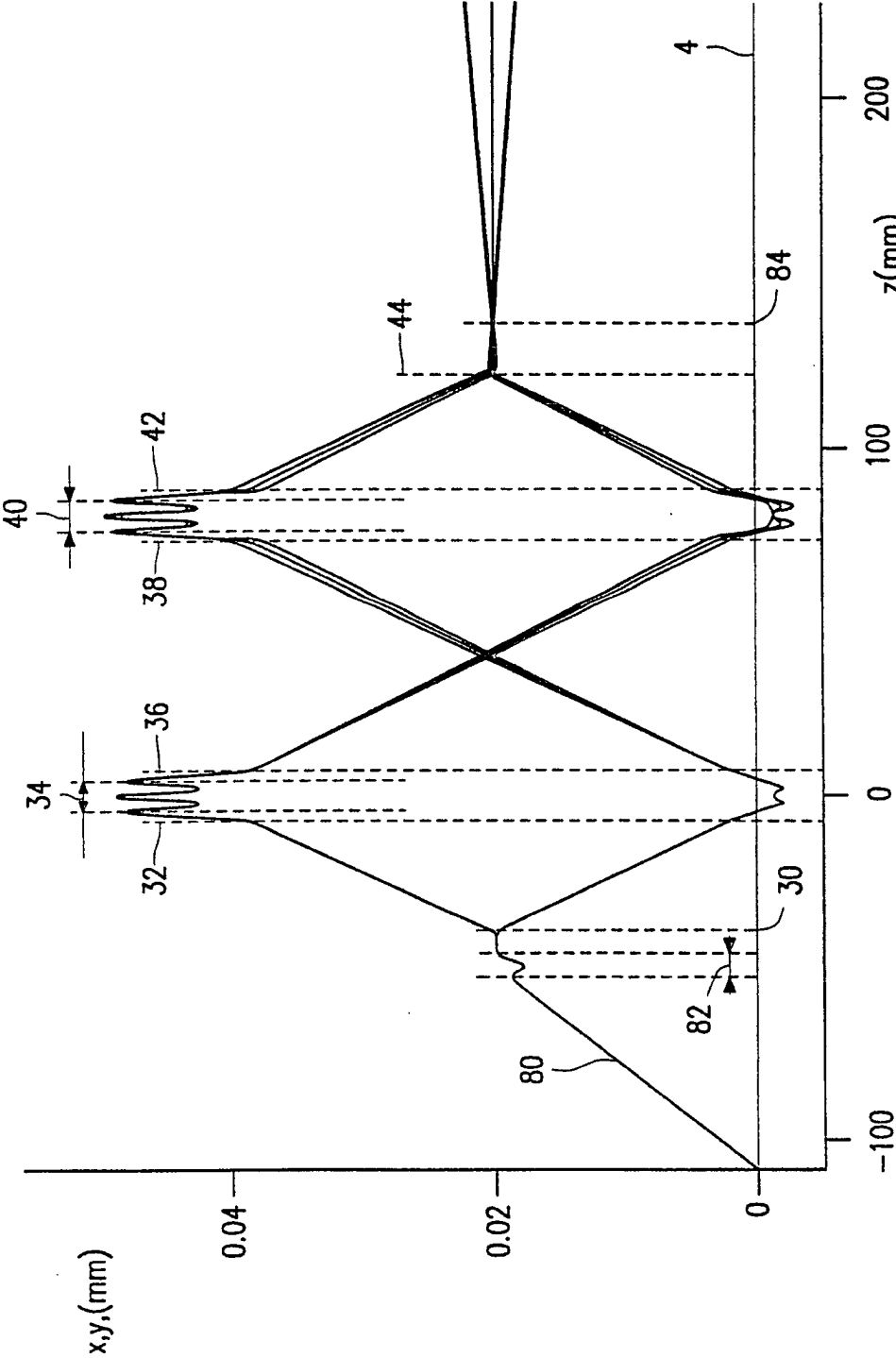


FIG. 10