

(12) NACH DEM VERTRAG ÜBER DIE INTERNATIONALE ZUSAMMENARBEIT AUF DEM GEBIET DES PATENTWESENS (PCT) VERÖFFENTLICHTE INTERNATIONALE ANMELDUNG

(19) Weltorganisation für geistiges Eigentum  
Internationales Büro

(43) Internationales Veröffentlichungsdatum  
06. Dezember 2018 (06.12.2018)



(10) Internationale Veröffentlichungsnummer  
WO 2018/220053 A1

- (51) Internationale Patentklassifikation: *G21K 1/02* (2006.01) *G21K 1/04* (2006.01) (72) Erfinder: OSTERLOH, Philipp; Kronprinzendamm 9, 10711 Berlin (DE).
- (21) Internationales Aktenzeichen: PCT/EP2018/064257 (74) Anwalt: GULDE & PARTNER PATENT- UND RECHTSANWALTSKANZLEI MBB; Wallstr. 58/59, 10179 Berlin (DE).
- (22) Internationales Anmeldedatum: 30. Mai 2018 (30.05.2018) (81) Bestimmungsstaaten (soweit nicht anders angegeben, für jede verfügbare nationale Schutzrechtsart): AE, AG, AL, AM, AO, AT, AU, AZ, BA, BB, BG, BH, BN, BR, BW, BY, BZ, CA, CH, CL, CN, CO, CR, CU, CZ, DE, DJ, DK, DM, DO, DZ, EC, EE, EG, ES, FI, GB, GD, GE, GH, GM, GT, HN, HR, HU, ID, IL, IN, IR, IS, JO, JP, KE, KG, KH, KN, KP, KR, KW, KZ, LA, LC, LK, LR, LS, LU, LY, MA, MD, ME, MG, MK, MN, MW, MX, MY, MZ, NA, NG, NI, NO, NZ, OM, PA, PE, PG, PH, PL, PT, QA, RO, RS, RU, RW, SA, SC, SD, SE, SG, SK, SL, SM, ST, SV, SY, TH, TJ, TM, TN, TR, TT, TZ, UA, UG, US, UZ, VC, VN, ZA, ZM, ZW.
- (25) Einreichungssprache: Deutsch
- (26) Veröffentlichungssprache: Deutsch
- (30) Angaben zur Priorität: 10 2017 005 302.2 30. Mai 2017 (30.05.2017) DE
- (72) Erfinder; und
- (71) Anmelder: OSTERLOH, Kurt [DE/DE]; Kronprinzendamm 9, 10711 Berlin (DE).

(54) Title: DESIGN OF A GAMMA CAMERA WITH A ROTATING COLLIMATOR FOR DISPLAYING RADIATING OBJECTS

(54) Bezeichnung: GESTALTUNG EINER GAMMAKAMERA MIT EINEM ROTIERENDEN KOLLIMATOR ZUR DARSTELLUNG STRAHLENDER OBJEKTE

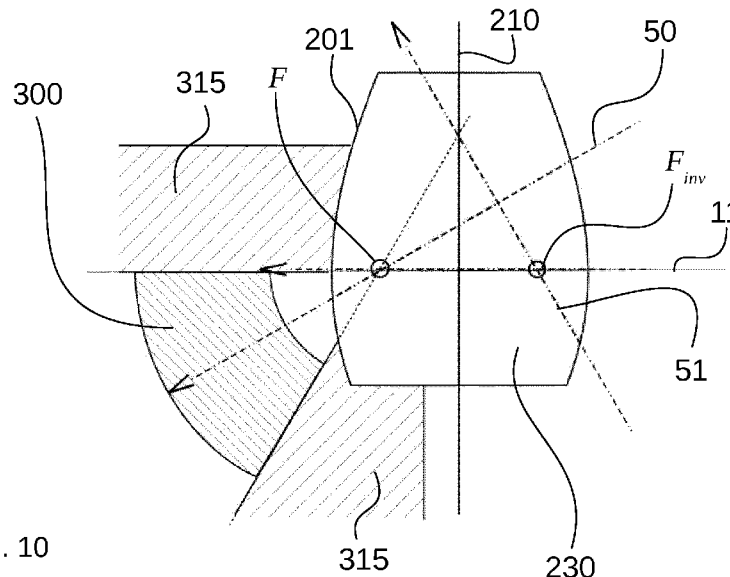


Fig. 10

(57) Abstract: The present invention relates to a collimator and a gamma camera comprising such a collimator. In particular, the invention relates to a collimator for producing a converging beam profile of incident radiation, preferably gamma radiation. A collimator is described, comprising a rotatably mounted rotationally symmetric stop body (230) made of a material that is opaque to the incident radiation, said stop body being penetrated by one or more slots, wherein the sidewalls of the slot are spaced apart as surface pairs (73) from an intermediate imaginary central surface (100) that is embodied as a twisted ruled surface, wherein the central surface (100) predetermines the direction of the respective slot in order to guide the rays emanating from an object point to an image point, wherein, during the rotation of the stop body (230), the rays are focussed at the focal spot F along a focusing circle, wherein the stop body (230)



WO 2018/220053 A1

**(84) Bestimmungsstaaten** (soweit nicht anders angegeben, für jede verfügbare regionale Schutzrechtsart): ARIPO (BW, GH, GM, KE, LR, LS, MW, MZ, NA, RW, SD, SL, ST, SZ, TZ, UG, ZM, ZW), eurasisches (AM, AZ, BY, KG, KZ, RU, TJ, TM), europäisches (AL, AT, BE, BG, CH, CY, CZ, DE, DK, EE, ES, FI, FR, GB, GR, HR, HU, IE, IS, IT, LT, LU, LV, MC, MK, MT, NL, NO, PL, PT, RO, RS, SE, SI, SK, SM, TR), OAPI (BF, BJ, CF, CG, CI, CM, GA, GN, GQ, GW, KM, ML, MR, NE, SN, TD, TG).

**Veröffentlicht:**

— mit internationalem Recherchenbericht (Artikel 21 Absatz 3)

---

has, along its body height  $h$  on the axis of rotation, a circular outer restriction towards the cross section with a height-dependent external radius  $r(z)$  about the axis of rotation  $z$ , wherein the external radius  $r(z)$  of the stop body (230) tapers towards the ends.

**(57) Zusammenfassung:** Die vorliegende Erfindung betrifft einen Kollimator und eine Gammakamera mit einem solchen Kollimator. Insbesondere betrifft die Erfindung einen Kollimator zur Erzeugung eines konvergierenden Strahlenverlaufs einer einfallenden Strahlung, vorzugsweise Gammastrahlung. Es wird ein Kollimator beschrieben, umfassend einen rotierbar gelagerten rotationssymmetrischen Blendenkörper (230) aus einem für die einfallende Strahlung intransparenten Material, der von einem oder mehreren Spalten durchschnitten ist, wobei die Seitenwände des Spalts als Flächenpaare (73) von einer zwischenliegenden und als tordierte Regelfläche ausgebildeten imaginären Zentralfläche (100) beabstandet sind, wobei die Zentralfläche (100) die Richtung des jeweiligen Spalts vorgibt um die von einem Objektpunkt ausgehenden Strahlen auf einen Bildpunkt zu führen, wobei bei der Rotation des Blendenkörpers (230) die Strahlen im Brennpunkt entlang eines Brennkreises fokussiert werden, wobei der Blendenkörper (230) entlang seiner Körperhöhe auf der Rotationsachse zum Querschnitt eine kreisförmige äußere Begrenzung mit einem höhenabhängigen Außenradius  $r(z)$  um die Rotationsachse  $z$  aufweist, wobei sich der Außenradius  $r(z)$  des Blendenkörpers (230) zu den Enden hin verjüngt.

Gestaltung einer Gammakamera mit einem rotierenden Kollimator zur Darstellung strahlender Objekte

**[1]** Unter einem strahlenden Objekt wird hier ein Gegenstand verstanden, der entweder als Quelle von sich aus hochenergetische Photonenstrahlung jenseits des sichtbaren Lichtes, sprich Gammastrahlen, aussendet oder von einer externen Strahlenquelle angestrahlt zur Strahlung angeregt wird oder Streustrahlung zurückwirft. Anregen zur Strahlung kann mit einer Teilchenstrahlung wie z.B. mit Neutronen erfolgen, bei der Kernreaktionen stattfinden, wobei prompt oder verzögert Gammastrahlung ausgesendet wird. Mit Röntgenstrahlung kann im niederenergetischen Bereich Fluoreszenz angeregt, bei höheren Energien im Bereich mehrerer hundert keV spielt die Compton-Streuung eine zentrale Rolle. Bei jeder Art von Strahlung in einem Körper kommt auch die Bremsstrahlung im Objekt hinzu. In der Regel sind wie auch immer strahlende Gegenstände verdeckt sowie deren Form unbekannt. Um sie zu identifizieren und exakt zu lokalisieren, wird deren Abbild essentiell benötigt. Dies gilt besonders für Objekte nach einer Markierung mit radioaktiven Isotopen, wie sie besonders in der Medizin und in der Forschung eingesetzt wird.

**[2]** Die Erkennung der genauen Gestalt eines strahlenden Objektes sowie dessen exakte Lokalisation spielt eine tragende Rolle in so unterschiedlichen Bereichen wie Medizin, bei Umweltproblemen besonders im Zusammenhang mit nuklearen Abfällen oder vagabundierenden Strahlenquellen, der öffentlichen Sicherheit im Zusammenhang mit dem Umgang mit radioaktiven Stoffen, zerstörungsfreie Prüf- und Inspektionsmethoden beispielsweise mit Röntgenrückstreutechniken und dem weiten Bereich der Forschung, wo es vor allem an bildgebenden Methoden im hochenergetischen Bereich um 1 MeV fehlt. Besonders die Nuklearmedizin lebt von der bildlichen Darstellung radioaktiv markierter Bereiche im Körper, wo es aber offensichtlich noch Probleme bei der Bildgenauigkeit im Sinne der Ortsauflösung und bei einem möglichen Einsatz während einer chirurgischen Operation der seit ca. einem halben Jahrhundert gebräuchlichen, sehr großen und schweren Anger-Kamera gibt.

**[3]** Es wird die exakte Form und die präzise Gestaltung einer Vorrichtung beschrieben, mit der strahlende Objekte aufgrund ihrer Eigenstrahlung abgebildet werden können, und zwar direkt, durchgehend in einem Stück und weitestgehend ohne zwischengeschaltete rechnerische Rekonstruktion, wie sie beispielsweise bei einer Compton-Kamera notwendig wären, um Rekonstruktionsartefakte von vorne herein zu vermeiden. Kernstück ist ein rotierender Kollimator (230), der in seiner gesamten Breite von einem oder mehreren Spalten für die Passage von Strahlen in einer vorgegebenen

Richtung durchzogen ist. Die Aufgabe des Kollimators besteht grundlegend darin, aus allen Strahlen, die von einem strahlenden Objekt ausgehen und in die Richtung eines Detektors gerichtet sind, ein Bündel auszuwählen, mit dem ein möglichst präzises Abbild des strahlenden Körpers erzeugt werden kann und alle anderen, die nicht dazu beitragen können, auszublenden, besonders diejenigen, die einen Bildaufbau stören können. Daran angeschlossen ist ein abschirmendes Gehäuse, das nicht nur einen bildgebenden Detektor in angepasster Form beherbergt, sondern auch die Auswahl der Strahlen unterstützt, mit denen ein Bild aufgebaut werden soll. Die Beschreibung erfolgt in parametrischer Form, sodass die individuelle Gestaltung der Vorrichtung durch gezielte Abänderung einzelner charakteristischer Parameter an Rahmenbedingungen angepasst werden kann, die von der Aufgabe, spezifischen Art der Strahlung, Einsatzbedingungen, vorhandenen Ressourcen sowie eventuell zur Verfügung stehenden Einzelkomponenten vorgegeben werden. Mit der parametrischen Beschreibung des Gesamtsystems lassen sich auch Wege darstellen, die Abschirmungen auf das notwendige Maß zu beschränken und damit zur Gewichtsreduktion der gesamten Vorrichtung beizutragen.

**[4]** Die Beschreibung hier umfasst die für den Strahlenverlauf optimal mögliche Form und Größe eines Rotationskörpers, den präzisen Verlauf der Wandungen von einem oder mehreren Spalten, die zur Strahlenauswahl diesen Körper durchziehen, die Gestaltung des daran anschließenden Gehäuses für einen Detektor und zur Abschirmung restlicher störender Strahlen und angepasste Formen der Teile eines Detektors, welche absorbierte Strahlung in elektrische Signale wandelt. Unabhängig von der Funktionsweise des Detektors muss er besonders bei hochenergetischer Strahlung ein ausreichendes sensitives Volumen besitzen, um die zu detektierende Strahlung auch zu absorbieren. Deshalb trägt sowohl das entsprechende Volumen als auch die Anordnung des Detektors zur Funktionsweise der Gammakamera entscheidend bei.

**[5]** Bei der Nutzung von Strahlung zur Bildgebung außerhalb des sichtbaren Lichtes stellt sich das grundlegende Problem, dass zur Erzeugung eines Bildes eine Optik benötigt wird. Diese dient dazu, aus allen Strahlen in Richtung des Bildempfängers diejenigen auszuwählen, die zu einem Bildaufbau auch beitragen können. Da Röntgen- und Gammastrahlen keine den optischen Lichtstrahlen entsprechende Brechungseigenschaften besitzen, bleibt nur die geeignete Auswahl der Strahlrichtungen, die zu einer Bildgebung beitragen. Das geschieht entweder durch Ausblenden aller nicht dazu beitragenden Strahlen durch ein geeignetes Kollimatorsystem oder auf elektronischem Wege. Für den zweiten Weg wird zum einen namentlich bei der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) die Koinzidenz des Eintreffens der beiden entgegen gerichteten

Gammaquanten aus einer Annihilationsreaktion praktisch genutzt, zum anderen aus Mustern, die sich durch die Compton-Streuung ergeben, ein Bild rekonstruiert. Trotz der Gewichtsvermeidung durch den Wegfall von Kollimatoren werden für die PET Großgeräte mit gegenüberliegenden Detektoren benötigt, außerdem ist das Verfahren auf Positronen emittierende Isotope wie z.B.  $^{18}\text{F}$  beschränkt. Compton-Kameras geben inzwischen gute Resultate für punktförmige Strahlenquellen, offen bleibt jedoch noch, wie gut eine Bildrekonstruktion bei einer Mischung von punktförmigen, scharfkantigen Mustern einerseits und flächenhaften, ineinander verlaufenden andererseits gelingt.

**[6]** Der Einsatz von Kollimatoren liefert eine direktere Bildgebung ohne die Notwendigkeit einer elektronischen Koinzidenzschaltung oder einer Bildrekonstruktion, kann aber zwangsläufig, besonders bei höheren Energien, nur einen kleinen Anteil der vom Objekt ausgehenden Strahlung zur Bildgebung nutzen. Das klassische Prinzip ist die Lochkamera, die aber ein dünnes Diaphragma für eine hinreichende Bildgebung erfordert. Dies widerspricht der Notwendigkeit einer dickwandigen Abschirmung besonders bei hochenergetischen Strahlen. Stand der Technik in der Medizin, worin das Arbeiten mit sehr niedrigen Strahlendosen eine Notwendigkeit bedeutet, ist die Anger-Kamera, deren Herzstück aus einem Parallellochkollimator mit einem entsprechend großen, höchst empfindlichen flächenhaften Detektor besteht. Durch die parallele Ausrichtung sind nur 1:1 Abbildungen möglich, zur Bildgebung tragen nur die nahezu senkrecht auf die Detektorfläche eintreffenden Strahlen bei. Abwandlungen zu vergrößernden Abbildungen oder zur Erfassung größerer Flächen werden durch konisch verlaufende Anordnungen der Kanäle in einem Mehrfachlochkollimator existieren. In der Praxis ist noch kein System eingeführt worden, das Objekte beliebiger Größe auf eine fest vorgegebene kleinere Fläche ähnlich einer photographischen Kamera abbildet.

**[7]** Grundlegend sind Kollimatoren für einen solchen Zweck in Form von Körpern aus Strahlen absorbierendem Material entworfen worden, die von einem oder mehreren Schlitzen für den Strahlendurchgang durchschnitten sind, die in ihrem Verlauf einer Regelfläche folgen, zuletzt beschrieben in DE 10 2014 103 833. Dort wird eine feststehende Blende mit mehreren einstellbaren Schlitzen vorgestellt, die sich beispielsweise für Röntgenrückstreuverfahren eignet. Für Anwendungen in der Medizin erscheint jedoch absehbar, dass bauartbedingt die Sensitivität für die üblicherweise sehr niedrigen Strahlendosen nicht ausreicht.

**[8]** Alternativ wurden rotierende Blenden in Zylinderform vorgeschlagen, jedoch ohne exakte Beschreibung der Gestaltung der durch den Kollimator führenden Spalten,

die jedoch für die Bildqualität gemessen an Sensitivität und örtlichem Auflösungsvermögen entscheidend ist. Beschrieben sind diese in DE 10 2005 048 519, in EP 1 772 874, in DE 10 2007 057 261, in EP 2 062 705 und in US 2009/013611. Eine weitere Lösung, die für den Bereich öffentliche Sicherheit im Zusammenhang mit der Lagerung kerntechnischer Abfälle und der Erkundung vagabundierender Quellen geeignet erscheint, wird in DE 10 2015 008 272 aufgezeigt. Eine Anordnung von Modulen, die sich zur Erfassung größerer Flächen und für eine dreidimensionale Bilddarstellung eignen, wie auch eine konvergierende Spaltform zur Erhöhung der Sensitivität werden in DE 10 2016 004 624 bzw. PCT/EP2017/058883 präsentiert. Die Gestaltung einer optimal an den Strahlenverlauf angepassten Konvergenz, die sowohl Effizienz als auch Bildschärfe berücksichtigt, wird dort noch nicht behandelt.

**[9]** Weiterhin fehlt allen genannten Lösungen noch der eingehende Umgang mit invers einfallenden und seitlich vorbeilaufenden Strahlen. Erstere entstehen dadurch, dass, abhängig von der Rotationsstellung des Kollimators, Strahlen entgegen der beabsichtigten Laufrichtung durch den Spalt laufen, für die dann die vorgesehene Abbildungsgeometrie nicht mehr zutrifft und somit Fehlinformationen liefern. Bislang wurde nur in den Schriften DE 10 2015 008 272 und DE 10 2016 004 624 dieses Problem behandelt. Die zweite Art von störenden Strahlen können an den Austrittsöffnungen der Spalten aus dem Kollimator seitlich an ihm vorbeiführen. Wenn diese Stellen nicht hinreichend abgeschirmt sind, können solche Bypass-Strahlen an den vorgesehenen Passagen vorbei in den Detektor gelangen und somit das Bild stören. Die hier vorzustellenden parametrischen Methoden lassen auch eine Abschätzung herleiten, mit der solche Störungen und Fehler vermieden oder zumindest weitgehend unterdrückt werden können.

**[10]** Zur Beschreibung von Lösungen der angesprochenen Probleme, aber auch zur Anpassung einer Vorrichtung zur Bildwiedergabe in verschiedenen Anwendungsbereichen mit unterschiedlichen Aufgaben sowie für einen Wechsel zwischen spezifischen Aufgabenstellungen wird eine parametrische Darstellungsweise gewählt, die sich direkt in eine exakte Berechnung der Formen für die einzelnen Komponenten sowie beispielsweise in die Umsetzung in Konstruktionszeichnungen, auch mit einer Unterstützung von CAD-Programmen, umsetzen lässt. Ausgegangen wird dabei von drei Grundelementen, einem Kollimator zur Auswahl bildgebender Strahlen, einem abschirmenden Gehäuse und einem Detektor mit ausreichendem sensitiven Volumen zur Wandlung von Strahlung in Bildinformationen.

**[11]** Herzstück ist hier der Kollimator, der aus einem rotierbar gelagerten Blenden-

körper besteht, der von einem oder mehreren Flächenpaaren (73) durchschnitten ist. Diese sind in einem definierten Abstand  $a$  von einer Zentralfläche (100) angeordnet, die die Richtung eines Spalts durch den Kollimator vorgibt, d.h. die Strahlenauswahl für die Bildgebung bestimmt. Bedingung dabei ist, dass die Schnitte für einen oder mehrere Spalten so gewählt sind, dass der Kollimatorkörper nicht auseinander fällt und auch keine freischwebende Teile entstehen. Zum Verständnis der Strahlenführung wird zunächst nur der Verlauf der Mittelfläche (100) betrachtet, die notwendigerweise eine Regelfläche darstellt, um alle vom Objekt ausgehenden Strahlen auf den entsprechenden Bildpunkt führen zu können (s. Fig. 1 bis Fig. 7). Die Beschreibung der Verläufe der Flächenpaare seitlich dieser Mittelfläche, die im Endeffekt die Innenwände des Spalts oder der Spalten durch den Kollimator bilden, folgt danach. Für die Funktion einer präzisen „Optik“ mit berechenbaren Abbildungseigenschaften für harte Strahlen werden somit die Spaltwände exakt nach geometrischen Vorgaben geformt, die hier beschrieben werden. Aus der Strahlenführung ergeben sich danach Anforderungen für die Gestaltung eines abschirmenden Gehäuses sowie des sensitiven Volumens der Detektoreinheit.

**[12]** Zunächst wird von einem Raum ausgegangen, der mit den kartesischen Koordinaten  $x$ ,  $y$  und  $z$  beschrieben wird (10). Jeder Punkt  $P$  in diesem Raum kann auch als Vektor ausgehend von einem Punkt  $F$  auf der  $x/y$ -Ebene (11) sowohl mit kartesischen als auch Polarkoordinaten folgendermaßen angegeben werden (s. Fig. 1):

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} x_P \\ y_P \\ z_P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \cdot \cos(\varphi) \\ u \cdot \sin(\varphi) \\ h \end{pmatrix}, \quad (1)$$

worin  $u$  den Abstand vom Ursprung  $O$  des Koordinatensystems (10) und  $\varphi$  vorläufig ganz allgemein einen beliebigen Rotationswinkel innerhalb eines Vollkreises um die  $z$ -Achse darstellt. Die Höhe des Punktes  $P$  über der  $x/y$ -Ebene (11) wird durch die Variable  $h$  gekennzeichnet, kann aber auch mit  $h = (f+u) \cdot \tan(\beta)$  durch den Winkel  $\beta$  mit seinem Scheitelpunkt in  $F$  im Abstand  $f$  vom Ursprung  $O$  ausgerichtet nach dem Winkel  $\varphi$  angegeben werden. Abhängig vom Winkel  $\varphi$  wandert dieser Scheitelpunkt  $F$ , später auch als Brennpunkt bezeichnet, auf einem Kreisbogen (20), der sich abhängig von der Ausführung des Kollimators (s.u.) zu einem geschlossenen Kreis erweitern kann, der auf der  $x/y$ -Ebene (11) liegt, beschreibbar mit:

$$\vec{f} = \begin{pmatrix} f \cdot \cos(\varphi) \\ f \cdot \sin(\varphi) \\ 0 \end{pmatrix}, \text{ worin später noch die Torsion } T \text{ (3) hinzukommt [18].}$$

Durch die Einführung einer neuen unabhängigen Variablen  $\beta$  für den vertikalen Steigungswinkel bleibt die Unabhängigkeit von  $h$  erhalten. Dies bedeutet, dass ohne die weiter unten beschriebene Torsion [18] keine Höheninformation aus dem Winkel  $\varphi$  abgelesen werden kann. Es wird sich zeigen, dass der Wert  $f$  für die Erzeugung einer Abbildung in einem Aufbau konstant zu halten ist. Somit wird der Punkt  $P$  entweder durch die kartesischen Koordinaten  $x_P$ ,  $y_P$  und  $z_P$  oder durch die Polarkoordinaten  $u$ ,  $\varphi$  und  $\beta$  beschrieben, letztere durch Hinzunahme der Konstante  $f$ . Wird für  $u$  der Wert  $r$ ; d.h. der Radius einer zylindrischen Außenwand (200) eines Kollimators eingesetzt, ergibt sich die äußere Kollimatorform. Bei allen Werten von  $u \leq r$  ergibt sich das Gesamtvolumen des Kollimators (230). Der Wert für  $r$  kann über alle Höhen konstant sein, muss er aber nicht, wie es weiter unten noch gezeigt wird.

**[13]** Der Kollimator besteht aus einem Material, das sowohl für die Absorption hochenergetischer Strahlung geeignet ist, als auch formstabil und mechanisch bearbeitbar ist, beispielsweise aus einer geeigneten Wolframlegierung. Für Gammastrahler im nieder- bis mittlereenergetischen Bereich kann auch Kupfer, Messing oder Eisen verwendet werden, wenn es darum geht, komplex gestaltete Kollimatorformen zu verwirklichen, besonders bei solchen mit mehreren Spalten. Da es sich immer um Schwermetalle handelt, trägt der Kollimator spürbar zum Gesamtgewicht der Kamera bei, weswegen es sinnvoll erscheint, die Größe möglichst auf ein notwendiges Maß zu beschränken. Hier wird ein Weg vorgeschlagen, dieses zu erreichen (s. Fig. 2). Bei einem waagerechten Strahlendurchgang, d.h. bei  $\beta = 0$ , wird exakt die Breite des Kollimators zur Abschirmung genutzt. Mit steigendem  $\beta$  jedoch nimmt diese Schichtdicke mit  $2 \cdot r / \cos(\beta)$  zu, d.h. der Kollimatorkörper könnte bei mindestens gleicher Abschirmung zum unteren und oberen Ende hin verjüngt bzw. verschmälert werden.

**[14]** Folglich kann das Volumen des Kollimators (230) verringert werden, um Gewicht einzusparen, ohne dabei die abschirmende Wirkung zu beeinträchtigen. Graphisch ist das in der Fig. 2 oben gezeigt, worin dafür Rechnung getragen wurde, dass der Kollimator in seiner Funktion rotiert und somit ausreichend Abschirmung sowohl von einer Seite als auch von der entsprechenden Gegenseite vorhanden sein muss. Deshalb wird mit  $G$  der Brennpunkt  $F$  in einer um  $180^\circ$  rotiert versetzten Lage des Blendenkörpers (230) eingeführt. Die zylindrische Grundform (230) mit ihrer Oberfläche (200), charakterisiert durch den Radius  $r$  wird durch eine Gerade (52), die durch den Brennpunkt  $F$  läuft, durchdrungen, ebenso in gedrehter Lage ausgehend von  $G$ . In der Höhe  $h_{red}$  reicht zur Abschirmung ein reduzierter Radius  $r_{red}$ , womit eine neue kreisförmige Oberflächenbegrenzung (201) entsteht. In den darunter liegenden Schichten, auch das geht aus der Fig. 2 hervor, ist eine ausreichende Abschirmung in beiden

entgegengesetzten Richtung, und damit aus allen, gesichert. Ausgehend von der Höhe  $h_0$  einer Strahlenpassage (52), die den Wert  $f \cdot \tan(\beta)$  besitzt, ist eine reduzierte Höhe  $h_{red}$  geometrisch einfach als  $h_{red} = h_0 + \Delta h$  oder als  $h_{red} = (f+r_{red}) \cdot \tan(\beta)$  herleitbar. Der reduzierte Radius  $r_{red}$  in dieser Höhe beträgt  $r \cdot \cos(\beta)$  und der Höhenunterschied zwischen  $h_{red}$  und  $h_0$  als  $\Delta h = r \cdot \sin(\beta)$ . Sinngemäß kann die Außenform (200) des Kollimators nach (1) Punkt für Punkt als Vektor beschrieben werden:

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \cdot \cos(\beta) \cdot \cos(\varphi) \\ r \cdot \cos(\beta) \cdot \sin(\varphi) \\ f \cdot \tan(\beta) + r \cdot \sin(\beta) \end{pmatrix}$$

Die variablen Größen hierin sind  $r$ ,  $\beta$  und  $\varphi$ , die konstruktionsbedingt festgelegte Größe ist die Brennweite  $f$ . Der Winkel  $\varphi$  durchläuft einen Vollkreis,  $r$  und  $\beta$  sind durch die Körpergröße Grenzen gesetzt. Der Wert  $r$  muss sich innerhalb des maximalen Außenkreises (200) bewegen, der Winkel  $\beta$  innerhalb der Grenzwinkel  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$ .

**[15]** Der Kollimator mit seiner Außenfläche (200) und seinem Volumen (230) einerseits und die ihn für die Strahlenführung durchziehenden Spalten mit deren Ausrichtung (74) entlang einer tordierten Regelfläche (100) und ihren Seitenwänden (73) in einem Abstand  $a$  von der Mittelfläche (100) andererseits sind zwei voneinander völlig unabhängige geometrische Figuren. Weiter unten wird gezeigt, wie der Verlauf des Spalts (100) aus der Fläche (90) entsteht, welche ihrerseits durch den Brennpunkt  $F$  und der Rotationsachse (210) festgelegt ist. Gemeinsam ist beiden Figuren die Drehachse (210), die sowohl für die Rotation als auch für die Torsion gilt und auf der z-Koordinatenachse liegt. Während der Kollimatorkörper (230) die Aufgabe hat, alle Strahlen, die nicht zum Bildaufbau beitragen, abzuschirmen, übernimmt das Spaltlumen zwischen den Innenflächen (73), deren Ausrichtung (74) durch Pfeile gekennzeichnet ist, die Auswahl derjenigen Strahlen, aus denen mittels des Detektors mit seinem sensitiven Volumen (300) ein Bild zusammengesetzt wird. Die Richtungsauswahl wird durch den Verlauf eines Spalts (100) getroffen, weswegen diese ausschlaggebend für die Funktion der Gammakamera ist. Die dazu notwendige Form wird im Folgenden parametrisch hergeleitet. Somit stellen sich zwei Aufgaben, die hier nacheinander gelöst werden, zunächst die Formung der Spaltmittelfläche (100) zur Selektion der bildgebenden Strahlen und dann die Gestaltung des Zwischenraumes zwischen den Spaltwänden (73), der einerseits groß genug ist, um ausreichend Strahlung für die Erzeugung eines Bildes zum Detektor gelangen zu lassen, andererseits für ein möglichst scharfes Bild zu sorgen.

**[16]** Der Spalt mit seiner Mittelfläche (100) durchschneidet den Kollimator (230) von

einer Seite zur anderen durch die Mittelachse (210) hindurch. Das kommt formelmäßig dadurch zum Ausdruck, dass die Variable  $u$  alle Werte von  $-r$  nach  $r$  durchläuft. Somit kann er gegenüber dem Grundkörper des Kollimators (230) als eine eigenständige geometrische Figur betrachtet werden. Gemeinsam ist beiden Grundfiguren die Rotations- und Torsionsachse (210), die mit der z-Achse des Koordinatensystems zusammenfällt. Dabei darf der Kollimator (230) mechanisch nicht auseinander fallen. Diese Grenzbedingung lässt sich bereits u.a. in der Fig. 2 ablesen. Der variable Winkel  $\beta$  durchfährt den Kollimator (230) in den Grenzen von  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$ , allgemein ausgedrückt  $|\beta| \leq |\gamma|$ . Wenn der Wert für  $\gamma$  gegen 0 strebt, wird aus dem Kollimator mit einem Spalt ein einfacher Lochkollimator, ein trivialer Fall. Erreicht der Wert  $\gamma$  die Größe  $\arctan(h_1/(f-r))$  oder  $\arctan(h_2/(f-r))$ , so durchschneidet der Spalt (100) zwangsläufig den Kollimator (230) völlig. Allgemein ausgedrückt sind die Grenzen für die Winkel  $\gamma_{1,2}$  folgendermaßen vorgegeben:

$$0 \ll |\gamma_{1,2}| \ll \arctan(|h_{1,2}|/(f-r)), \text{ als Mittelmaß } \gamma_{1,2} = \arctan(h_{1,2}/(f+r)), \quad (2)$$

wobei für  $r$  auch der reduzierte Radius  $r_{red}$  eingesetzt werden kann, ebenso die entsprechend reduzierten Höhen  $h_{red}$ . Die Beziehung für das Mittelmaß in (2) sollte schon als Grenze gelten, wenn  $f$  und  $r$  nahe beieinander liegen. Für die äußere Gestaltung des Kollimators (200) kann also entweder der maximale vertikale Blickwinkel nach oben bzw. unten  $\gamma_{1,2}$  oder die entsprechende notwendige Mindestbauhöhe  $h_{1,2}$  vorgegeben werden.

**[17]** Ausschlaggebend für die Richtungsauswahl der auf den Detektor eintreffenden Strahlen ist die Verlaufsfläche (100) des Spalts (auch als Zentral- oder Leitfläche bezeichnet), die aus der Torsion der Ausgangsfläche (90) hervorgeht. Ohne Torsion kann nur zwischen den Richtungen unterschieden werden, die sich mit dem waagerechten Winkel  $\varphi$  beschreiben lassen, nicht jedoch diejenigen mit verschiedenen Höhenwinkel  $\beta$ . Eine Torsion um die zentrale Achse (210), die auf der z-Ordinaten des Koordinatensystems (10) liegt, in Richtung der Pfeile (30) in der Fig. 3 um den Winkel  $\alpha$  ändert diese Situation (s. Fig. 3). Um die Lage des Punktes  $P$  aus der Fig. 1 beizubehalten, muss zunächst zwischen dem Punkt (21) und  $F$  unterschieden werden, die zuvor zusammenfielen. Die beiden die Fläche (90) begrenzenden Geraden (80), die zuvor gemeinsam horizontal in dieselbe Richtung wiesen, werden durch die Torsion aus ihrer gemeinsamen vertikalen Ebene heraus in entgegengesetzter Orientierung in Positionen (83) mit unterschiedlichen Richtungen verschoben. Ebenso teilt sich der Punkt (21) in die beiden, ebenfalls auf dem Kreisbogen (20) liegenden Punkte mit zwei entgegengesetzten Positionen (23) auf. In der Fig. 3 unten wurde die Lage des Punktes  $P$  aus der Fig. 1 unverändert in seiner Position belassen, woraus auch der zugehörige Brenn-

punkt  $F$  erhalten blieb. Entsprechend wanderte der Punkt (21) auf dem Kreisbogen (20) um den Winkel  $\alpha$ .

**[18]** Zweck einer Torsion ist, die Mehrdeutigkeit in der Höhe der Strahlenpassage zwischen den begrenzenden Geraden (80) auf der Fläche (90) aufzuheben. Mit einer Torsion dieser Fläche mit dem Winkel  $\alpha$ , der mit dem Punkt  $P$  in Verbindung steht, um die gemeinsame Drehachse (210) entsteht ein Kollimator (230) als Rotationskörper, welches Eindeutigkeit schafft. Diese Torsion lässt sich mit dem Tensor  $T$  beschreiben, indem man eine feste Beziehung zwischen der Torsion und der Höhe  $h$  jeden Punktes auf der Ebene (90) einführt. Aus Fig. 1 und Fig. 3 kann bereits abgelesen werden, dass für den Winkel  $\beta$  folgende Beziehung gilt:

$$\tan(\beta) = \frac{h}{f+u}$$

Zwischen den Winkeln  $\alpha$  und  $\beta$  kann mit Hilfe einer neu einzuführenden Torsionskonstante  $c_T$  eine einfache lineare Beziehung hergestellt werden:

$$\beta = c_T \cdot \alpha, \text{ was auch bedeutet: } h = (f+u) \cdot \tan(c_T \cdot \alpha)$$

Somit wird aus dem gleichmäßigen Tordieren der Fläche, bildlich gesehen, eine eindeutige Beziehung zwischen dem horizontal liegenden Winkel  $\alpha$  und dem vertikal stehenden Winkel  $\beta$  geschaffen. Parametrisch lässt sich die Torsion mit folgendem Tensor beschreiben:

$$T = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{f+u}{h} \cdot \tan(c_T \cdot \alpha) \end{pmatrix} \quad (3)$$

Die Tatsache, dass  $(f+u)/h=1/\tan(\beta)$  und dass  $\tan(c_T \alpha)/\tan(\beta)=1$  gilt, beweist, dass dieser Tensor  $T$  keinen Einfluss auf die Höhe eines Punktes über der x/y-Ebene (11) hat. Unter Berücksichtigung der Regeln für die Summenbildung von Sinus- und Kosinusfunktionen lässt sich die Überführung der Fläche (90) in die Fläche (100) parametrisch folgendermaßen aus der Kombination von (1) und (3) ausdrücken:

$$\vec{p}_t = \vec{p} \cdot T = \begin{pmatrix} u \cdot \cos(\alpha + \varphi) \\ u \cdot \sin(\alpha + \varphi) \\ (f+u) \cdot \tan(c_T \cdot \alpha) \end{pmatrix}$$

Bei der Torsion ist zu beachten, dass auch die Lage des Brennpunktes  $F$  gleichermaßen davon beeinflusst wird [12]. Als Variablen bleiben die bereits bezeichnete Strecke  $u$  und die beiden Winkel  $\alpha$  und  $\varphi$ . Die Parameter  $f$  und  $c_T$  geben die Gestalt der Fläche (100) nach der Torsion vor. Mit folgendem Tensor  $U$  kann das System wieder um den Winkel  $\varphi$  von einem beliebigen Winkelwert auf 0 zurückgedreht werden, ohne dass die z-Ordinate beeinflusst wird:

$$U = \begin{pmatrix} \cos(\varphi) & \sin(\varphi) & 0 \\ -\sin(\varphi) & \cos(\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \text{ woraus folgt: } \vec{p}_s = \vec{p}_t \cdot U = \begin{pmatrix} u \cdot \cos(\alpha) \\ u \cdot \sin(\alpha) \\ (f + u) \cdot \tan(c_T \cdot \alpha) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Die Gestaltung der Spaltführung (100) ist also unabhängig vom Rotationswinkel  $\varphi$ . Im Prinzip enthält der Vektor  $\vec{p}$  die Beschreibung einer Regelfläche, wie sie in anderer Form bereits in den Schriften DE 10 2015 008 272 und DE 10 2016 004 624 bzw. PCT/EP2017/058883 behandelt wurde, hier aber konkret so nicht benutzt wird.

**[19]** Hieraus wird ersichtlich, dass es sich bei den Winkeln  $\alpha$  und  $\varphi$  um zwei Variablen in unterschiedlich dimensionale Richtungen handelt und sich unabhängig voneinander auf verschiedene Drehbewegungen beziehen, einmal auf eine Torsion ( $\alpha$ ) und das andere Mal auf eine Rotation ( $\varphi$ ). Eine Trennung der beiden Bewegungen, beschrieben durch  $\alpha$  und  $\varphi$ , erfolgt einerseits über die momentane Rotationsstellung des Kollimators, womit auch die aktuelle Lage des Brennpunktes  $F$  festgelegt ist, andererseits über seine Torsionsphase genau in dieser Position aus der Ausgangsstellung heraus. Daraus kann der Winkel  $\alpha$  ermittelt werden, der dann über die Torsionskonstante  $c_T$  den Höhenwinkel  $\beta$  bestimmt. Somit bewirkt die Torsion einer Fläche den Erhalt einer Höheninformation. Über die horizontale Richtung zum Gegenstandspunkt  $P$  hin gibt die momentane Rotationsstellung Auskunft. Zusammen mit dem in (1) beschriebenen Rotationskörper, d.h. dem Kollimator (230), erhält man beide Informationen. Die Torsion beschränkt sich auf den Vektor  $\vec{p}_s$  und ist mit der Torsionskonstanten  $c_T$  festgelegt. Dies bedeutet auch, dass der Vektor  $\vec{p}_s$  die Orientierung des Spalts (100) innerhalb des Kollimators (230) beschreibt, der dann insgesamt beliebig um den Winkel  $\varphi$  rotiert werden kann. Als Variablen bleiben nur noch der Abstand  $u$  von der z-Achse und der Winkel  $\alpha$  übrig, der sich gleichzeitig sowohl auf die Position über der x/y-Ebene (11) als auch auf die z-Ordinate über die Torsionskonstante  $c_T$  bezieht. Die Grenzen für  $u$  sind durch die kreisförmige Begrenzung (200) des Kollimators vorgegeben, d.h. durch  $-r$  und  $r$ .

**[20]** In der Fig. 4 wird die Auswirkung unterschiedlich starker Torsionen aus der Sicht von oben dargestellt, hier anhand eines Punktes  $P$  in der Höhe  $h$  am Rande der Fläche

(100). Die beiden Teile der Fig. 4 unterscheiden sich im Winkel  $\alpha$ . Durch die Torsion verlässt der Punkt  $P$  seine Ausgangsposition (22), die er zuvor innehatte. Die Torsion wirkt sich aber nicht nur auf diesen Punkt aus, sondern auch auf alle übereinander liegende Punkte in der Position (22), die sich in ihrer Höhe über der x/y-Ebene (11) unterscheiden, sprich übereinander liegen. Nach der Torsion befinden sich diese alle auf der Linie (101), die auch die Spaltöffnung im Kollimator darstellt, wenn diese an der Oberfläche (200) zu liegen kommt. Die Wanderung des Punktes  $P$  ist durch den Pfeil (31) dargestellt und wird von Bedeutung sein, wenn die veränderte Ausrichtung der Spaltwände durch die Torsion erörtert wird. Dies wird auch zur Grundlage für die Auslegung einer zweckmäßig angepassten Gestaltung der Strahlenführung. Zur besseren Veranschaulichung dieser Punktverschiebung liegt der Kreis dieser Bewegung (120) genau über dem Kreisbogen (20), auf dem der Brennpunkt  $F$  liegt. Außerdem ist von der Fläche (100) ein Teil (110) abgetrennt, der von der Rotationsachse (210) aus gesehen jenseits des Brennpunktekreises (20) liegt, in der Fig. 4 lang gestrichelt hervorgehoben. Mit diesem Bereich soll der Raum angedeutet werden, in dem vorzugsweise, aber nicht ausschließlich das sensitive Volumen (300) eines Detektors angeordnet werden sollte. Letztlich sind die Außengrenzen (200) des Kollimators limitierend für den Platz eines Detektors innerhalb des Kameragehäuses, wie später noch im Detail erörtert wird.

**[21]** Die Torsion ist dadurch begrenzt, dass die daraus resultierende Fläche (100) nicht den Kollimatorkörper (200) vollständig durchschneiden darf. Daher gelten für  $\alpha$  sinngemäß die gleichen Grenzen wie für  $\gamma_{1,2}$  nach der Beziehung (2). Danach lassen sich für die Torsion die Grenzwinkel  $\epsilon_{1,2}$ , die für  $\alpha$  gelten, folgendermaßen definieren:  $\epsilon_{1,2} = \gamma_{1,2}/c_T$  bzw.  $0 \ll |\epsilon_{1,2}| \ll \arctan(|h_{1,2}|/(f-r))/c_T$ . Die Beträge der beiden Grenzwerte müssen nicht gleich sein. In der Regel haben sie entgegengesetzte Vorzeichen, hängen aber erkennbar stark von dem Wertepaar  $h_{1,2}$  ab. Aus der Beziehung (2) lassen sich auch direkt Obergrenzen für die Torsionskonstante wie folgt herleiten:

$$|c_T| \ll \arctan(|h_{1,2}|/(f-r))/|\epsilon_{1,2}|,$$

Rücken die Werte  $f$  und  $r$  sehr nahe aneinander, verengt sich diese Grenze in Richtung  $\arctan(|h_{1,2}|/(f+r))/|\epsilon_{1,2}|$ . Die Relation „klein gegen“ soll eine mechanische Mindeststabilität des Kollimators sicherstellen. Eine sinnvolle Wahl der Torsionskonstante  $c_T$  hängt stark von der Größe von  $f$  und dem Verhältnis von  $h_{1,2}/f$  ab. Auf jeden Fall muss  $|c_T| \gg 0$  sein, um einen Strahlengang von einer Seite des Kollimators zur anderen zu ermöglichen. Das Vorzeichen von  $c_T$  gibt die Richtung der Torsion an. Die

Variable  $u$  dient zur Beschreibung des Weges eines Strahls durch den Kollimator.

**[22]** Durchläuft bei einem gegebenen Winkel  $\alpha$  die skalare Größe  $u$  alle theoretisch möglichen Werte von  $-\infty$  bis  $\infty$  ohne Rücksicht auf die Kollimatorgrenzen (200), entsteht dabei eine Gerade, die durch den dazugehörigen Brennpunkt  $F$  verläuft, deren Steigung mit  $\alpha$  festgelegt wird. Mit der Veränderung des Winkels  $\alpha$  entsteht eine Schar von Geraden. Somit handelt es sich bei dem Spaltverlauf (100) um eine Regelfläche. Zu jeder einzelnen Geraden dieser Fläche gehört ein individueller Brennpunkt  $F$ , der sich auf dem Kreis (20) bewegt und dessen Position auch mit dem Winkel  $\alpha$  festgelegt ist. Mittelbar ist damit auch  $\beta$  über  $c_T$  definiert. Da über die Variable  $u$  nur die Lage eines Punktes längs eines Strahls festgelegt wird, hat diese somit keine Auswirkung auf die Bildgebung im Detektor, auf den der Strahl trifft. Somit ist die Richtung eines jeden bildgebenden Strahls (50) durch den zugehörigen Brennpunkt  $F$  und durch die z-Achse festgelegt, die mit der zentralen Drehachse (210) zusammenfällt. Mit sich veränderndem Winkel  $\alpha$  wird eine Bildzeile erzeugt. Um ein vollständiges Bild abzurastern, muss der Blendenkörper (230) mit dem Spalt in seiner Ausrichtung (100) um die Achse (210) rotieren, was auch in der deutlichen Trennung von  $\alpha$  und  $\varphi$  im Gleichungssystem (4) zum Ausdruck kommt. Mit der Rotation, d.h. mit fortschreitender Änderung von  $\varphi$  entsteht so Zeile für Zeile ein Bild. Dies ist auch die Grundlage für die Fähigkeit des rotierenden Kollimators (300) mit Spalten entlang einer oder mehrerer tordierter Flächen (100) ein Bild zu erzeugen, das mit einem geeigneten Detektor registriert werden kann. Die Parameter  $f$  und  $c_T$  sind schließlich ausschlaggebend für die Bildgebung, da dadurch die Zeilengeometrie festgelegt wird.

**[23]** Ein weiterer formbestimmender Parameter für den Kollimator (230) ist der Radius  $r$  bis zur Außenfläche (200), der nicht unbedingt konstant gehalten werden muss, sondern mit der Höhe zur Gewichtsoptimierung angepasst werden kann (s. o.). In der Fig. 5 wird verdeutlicht, dass mit dem Radius  $r$  die Ausdehnung der Außengrenzen (200) des Kollimators in weiten Grenzen frei wählbar ist. Eine Untergrenze ist durch die Schichtdicke des Körpers (230) gegeben, die zur Abschirmung der zu erwartenden hochenergetischen Strahlung ausreichen muss. Bei niederenergetischen Gammastrahlern wie z.B.  $^{99m}\text{Tc}$  können 5 cm eines beliebigen Schwermetalls wie z.B. Kupfer, Eisen oder Legierungen wie Messing ausreichen, bei hochenergetischen ab dem  $^{131}\text{I}$  ist ein dichteres Material wie z.B. Wolfram angebracht. Es können auch größere Schichtdicken verwirklicht werden. Somit sind Radien ab 2 – 3 cm für Kollimatoren in Rotationskörperformen vorzugsweise Ausgangswerte für die Anwendung von praktisch verwendeten Gammastrahlern in der genannten Art. Der Radius  $r$  ist nicht auf den Fokusabstand  $f$  beschränkt, oder auch umgekehrt,  $f$  kann durchaus den Wert von  $r$

unterschreiten, sogar bis auf den Wert 0 zusammenschrumpfen, wenn an den entsprechenden Stellen bei den Winkelberechnungen Divisionen durch 0 vermieden werden, z.B. durch das Ersetzen  $\tan(\beta) = 90^\circ - \cot(\beta)$ . Bei gleichen Werten  $r = f$  liegen die Brennpunkte  $F$  auf der Oberfläche (200) des Kollimators. Überschreitet  $r$  diesen Wert, kommt der Kreisbogen (20) mit den Brennpunkten innerhalb des Kollimatkörpers (230) zu liegen (s. Fig. 5 unten), was konstruktionsmäßig durchaus möglich ist. Zusätzlich zu den Torsionsrichtungen (31) ist in der Fig. 5 noch der Spaltaustritt (102) aus dem Kollimator an der Oberfläche (200) in Richtung des Detektors eingezeichnet. Zu achten ist darauf, dass der Wert für den Abstand  $f$  der Brennpunkte nicht gegen 0 läuft, d.h. nicht mit der Rotationsachse (210) zusammenfällt, da sonst der Körper (230) auseinander fällt. Außerdem sind die Körperhöhen  $h_1$  und  $h_2$  ab der x/y-Ebene (11) festzulegen, die durchaus unterschiedlich ausfallen können. Mit diesen beiden Werten sind auch die Grenzen  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  vorgegeben (s. o.), die den vertikalen Blickwinkel der Gammakamera vorgeben.

**[24]** Ein Aspekt der Effizienz ist in der Fig. 6 angesprochen, nämlich die Ausnutzung einer vollen Umdrehung, d.h. einer Rotation um  $360^\circ$ , des Kollimators (230) für die Bildgebung ohne Leerphase. Praktisch bedeutet dies, dass der Kreisbogen (20), auf dem sich alle zu einem Spaltverlauf gehörenden Brennpunkte befinden, mindestens zu einem Vollkreis geschlossen wird. Zwei Vorgehensweisen werden hier vorgestellt, zum einen das Schneiden mehrerer Spalten in den Kollimatkörper (230) in einem geeigneten Winkelabstand  $\xi$  dazwischen (oberes Teilbild) und zum anderen in einer ausgedehnten Torsion, so dass zwischen den Grenzwinkeln  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  mindestens ein Vollwinkel von  $360^\circ$  eingeschlossen ist (unteres Teilbild). Bei mehreren Spalten wäre eine geeignete Größe für  $\xi$  der Vollwinkel geteilt durch die Anzahl der Spalten. Hierbei können im Volumen (230) des Kollimators filigrane Strukturen entstehen, die mit einem Binde- bzw. Füllmaterial ausgegossen und damit gefestigt werden können, das für Gammastrahlen transparent ist, d.h. aus leichten Elementen wie langkettigen Kohlenwasserstoffen besteht. Für die Anzahl von Spalten wird vorzugsweise eine ungerade Zahl gewählt, um eine gegenseitige Beeinflussung gegenüberliegender Spalten nach Möglichkeit zu vermeiden bzw. so gering wie möglich zu halten. Der Kreisbogen (20) kann auf beide Arten über einen Vollkreis hinaus erweitert werden, wenn detektorseitig dafür gesorgt wird, dass mehrere Bildzeilen gleichzeitig registriert werden können (s. hierzu auch DE 10 2016 004 624).

**[25]** Die Rotation des Kollimators (230) zur Bilderzeugung hat zur Folge, dass der Kreis (20) mit allen Brennpunkten  $F$ , zu denen jeweils immer ein Winkel  $\alpha$  gehört, rundum besetzt ist. Zur Funktion einer Kamera gehört aber die Auswahl von Strahlen

von der Objektseite einerseits zur Bilddetektorseite andererseits. Aus allen Darstellungen geht aber hervor, dass nur diejenigen Strahlen (59), die durch einen Brennpunkt  $F$  auf der Detektorseite laufen, konstruktiv zu einem Bild beitragen. Dies ist in Fig. 7 oben dargestellt, worin auch zu erkennen ist, dass der Punkt  $P$  nur dann abgebildet wird, wenn sein Strahl durch den Brennpunkt  $F$  auf das sensitive Volumen (300) des Bilddetektors fällt, d.h. die Summe der Winkel  $\alpha$  und  $\varphi$  als Richtungsgeber für den Punkt  $P$  in den Winkelbereich  $\eta_{1,2}$  fällt, der vom Detektor abgedeckt wird. In diesen Bereich fallen aber auch Strahlen, die durch den Brennpunkte  $F_{inv}$  laufen, welcher auf der gegenüber liegenden Seite der Mittelachse (210) liegt, d.h. der Objektseite zugewandt ist, sich aber auch auf dem Kreis (20) aller Brennpunkte (mittlerer Teil der Fig. 7) befindet. Da diese Strahlen den Bildaufbau stören, müssen sie abgeschirmt oder in geeigneter Weise vermieden werden. Das Prinzip einer Abschirmung ist in der Fig. 7 unten gezeigt, mit einer Abschirmwand (310), die in der Höhe des Kreises (20) mit den Brennpunkten  $F$  einen Spalt (330) für die bildgebenden Strahlen frei lässt. Prinzipiell ist die Notwendigkeit einer Abschirmung zuvor gefordert worden (s. DE 10 2016 004 624), ohne aber eine konkrete Ausführung vorzuschlagen.

**[26]** Es werden hier mehrere Möglichkeiten vorgestellt, den Einfall invers einfallender Strahlen (51) auf das sensitive Volumen (300) eines Detektors zu vermeiden. Diese störenden Strahlen kommen dadurch zustande, dass durch eine volle Rotation des Kollimators um  $360^\circ$  auch Strahlengänge möglich sind, die nach wie vor durch einen Brennpunkt  $F$ , welcher auf dem horizontalen Kreisbogen (20) liegt, und durch die vertikale Zentralachse (210) verlaufen, aber mit einem wesentlichen Unterschied. Bedingt durch die Rotation befindet sich hier dieser Brennpunkt  $F$  nicht zwischen Kollimator und Detektor, sondern auf der dem Objekt zugewandten Seite. Für eine Abbildung liegt damit der Brennpunkt  $F$  auf einer „falschen“ Seite des Kollimators (230), womit die betroffenen Strahlen das Bild stören. Deren Eindringen kann mechanisch durch die Gestaltung geeigneter Abschirmwände unterdrückt werden, die hier noch weiter ausgeführt wird, prinzipiell sind auch andere Wege möglich. Detektorseitig ist beispielsweise ein phasengekoppeltes Gating möglich, d.h. ein An- und Abschalten von Detektorbereichen in Abhängigkeit von der augenblicklichen Rotationsstellung des Kollimatorkörpers (230), d.h. von der momentanen Winkelstellung  $\varphi$ . Es müssen dann gezielt diejenigen Detektorbereiche aktiviert werden, denen ein Brennpunkt  $F$  direkt am Kreis (20) gegenübersteht. Die Detektorbereiche, die von als invers bezeichneten Strahlen (51) über die fern gelegenen Brennpunkte  $F_{inv}$  erreicht werden, sind dann inaktiv. Somit werden nur Strahlen (50) schaltungstechnisch zum Bildaufbau ausgewählt, die dafür geeignet sind. Wenn eine solche Schaltung nicht eingerichtet ist, kann auch nachträglich eine Bildstörung durch die inversen Strahlen (51) rechnerisch durch eine

Dekonvolution des gestörten Bildes mit einer Funktion erfolgen, die den inversen Strahlenverlauf beschreibt.

**[27]** Weitere Möglichkeiten, den Einfluss invers gerichteter Strahlen (51) auf die Bildgebung zu unterdrücken, bieten mehrere Arten der Gestaltung von Kollimator (230) und dem daran anschließenden Gehäuse, das entsprechende Abschirmungen auch im Inneren des Gehäuses vorsieht. Beispiele dazu sind in Fig. 8 bis Fig. 10 gezeigt. In Fig. 8 wird eine prinzipielle Abschirmung (310), die in der Fig. 7 zu sehen ist, konstruktiv so umgesetzt, dass invers einfallende Strahlen (51) möglichst effektiv absorbiert werden. In dieser Figur ist auch zu erkennen, dass ohne eine solche Abschirmung bei der hier gewählten Anordnung des sensitiven Volumens (300) eines Detektors Strahlen aus verschiedenen Richtungen an derselben Stelle eintreffen, was dann zu einem Verschmieren des Bildes bzw. ein Überlagern mit Informationen aus verkehrten Richtungen führen würde.

**[28]** Eine optimale Abschirmung sollte eine ausreichend lange Strecke  $s$  im absorbierenden Medium in Richtung des zu absorbierenden Strahl (51) vorsehen. Die Länge dieser Strecke lässt sich über die Projektion auf die x/y-Ebene (11) berechnen, die sich aus dem Neigungswinkel  $\beta_{inv}$  des betreffenden inversen Strahls (51) ergibt, der durch den detektorfernen Brennpunkt  $F_{inv}$  läuft. Die projizierte Strecke  $s_P$  lässt sich in zwei Teilstrecken  $s_{t1}$  und  $s_{t2}$  zerlegen, die sich jeweils vor oder hinter der Position des Brennpunktes  $F$  aus der Sicht vom Detektor befinden. Diese können jeweils in ihrer Höhe  $h_{s1}$  und  $h_{s2}$  über bzw. unter der x/y-Ebene (11) angeordnet werden, wie es in der Fig. 8 gezeigt ist. Die Beträge dieser Höhen ergeben sich aus dem Neigungswinkel  $\beta_{inv}$ . In Formeln ausgedrückt heißt dies:

$$s = s_P / \cos(\beta_{inv}) = \frac{s_{t1} + s_{t2}}{\cos(\beta_{inv})},$$

wobei  $s_{t2} < f - r$  sein muss, um nicht in den Kollimatorkörper (230) hineinzuragen. Auch für den Winkel  $\beta_{inv}$  gilt die Beziehung zu  $\alpha$  durch die Torsion, d.h. in diesem Fall  $\beta_{inv} = c_T \cdot \alpha_{inv}$  mit der Maßgabe, dass der zugehörige Brennpunkt  $F$  auf der Objektseite liegt. Für die anderen Strecken gilt:

$$s_{t1} = h_{s1} \cdot \cot(\gamma) \text{ und } s_{t2} = h_{s2} \cdot \cot(\gamma),$$

worin  $\gamma$  allgemein der steilste Wert für alle Winkel  $\beta$  ist, d.h. damit auch die Neigung der oberen bzw. unteren Abschirmwand (310) bestimmt. Zwischen diesen beiden Wänden ist das sensitive Volumen (300) des Detektors angeordnet. An der engsten Stelle

zwischen der oberen und unteren Deckwand (310) liegt der Brennpunkt  $F$  für die bildgebenden Strahlen (50). Der Brennpunkt  $F_{inv}$ , der sich auf die invers einfallenden Strahlen (51) bezieht, liegt jenseits des Kollimators (230) vom Detektor aus gesehen. Für die beiden Höhenstrecken ergibt sich aus Fig. 8:

$$h_{s1} = (2 \cdot f + s_{t1}) \cdot \tan(\beta_{inv}) \text{ und } h_{s2} = (2 \cdot f - s_{t2}) \cdot \tan(\beta_{inv})$$

Nach der Substitution aller Teilstrecken ergibt sich für die Länge der Wegstrecke  $s$  eines absorbierten Strahls:

$$s = \frac{4 \cdot f / \cos(\beta_{inv})}{\frac{\tan(\gamma)}{\tan(\beta_{inv})} - \frac{\tan(\beta_{inv})}{\tan(\gamma)}}$$

Die Vermeidung der Verfälschung eines Bildes durch invers einfallende Strahlen (51) erfolgt durch eine von der Strahlenenergie, dem Absorptionsvermögen des Abschirmmaterials und der Größe des Kollimators abhängige Abwägung der Parameter  $f$  und  $\gamma$  sowie der Toleranzgrenzen für  $\beta_{inv}$ , die man bereit ist zu akzeptieren.

**[29]** Alternativ lässt sich die Abschirmung invers einfallender Strahlen (51) durch eine veränderte Gestaltung des Kollimators (230) mit seinen Spaltverläufen (100) erreichen. Dazu wird ein „halber“ Kollimator verwendet, d.h. die Spaltführung wird auf eine Hälfte des Kollimatorkörpers (230) oberhalb oder unterhalb der x/y-Ebene (11) bei  $z = 0$  beschränkt, d.h. einer der beiden Grenzwinkel  $\varepsilon_{1,2}$  und damit einer der zugehörigen, über die Torsionskonstante  $c_T$  festgelegten Höhenwinkelbegrenzungen  $\gamma_{1,2}$  wird auf den Wert  $0^\circ$  gesetzt. Alternativ kann dies auch dadurch erreicht werden, dass beide Grenzwinkel  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  mit demselben Vorzeichen versehen werden, d.h. ausgehend von der Ursprungsrichtung  $0^\circ$  in dieselbe Richtung weisen. Mit solchen Maßnahmen sind nur noch Strahlenverläufe von einer Seite oben zur anderen Seite unten oder umgekehrt für die bildgebenden Strahlen (50) möglich, während die inversen (51) diametral entgegengesetzt verlaufen. Eine solche Anordnung ist in Fig. 9 gezeigt, wobei der Detektor links unten angeordnet ist und somit sich das abzubildende Objekt rechts oben im Bild befinden muss. Die Brennpunkte  $F$  einschließlich  $F_{inv}$  liegen hier auf der Oberfläche (200) des Kollimators. Bei dieser Gestaltung fällt der Kreisbogen (20) mit den Brennpunkten  $F$  mit der Linie der Austrittspunkte (102) zusammen, sodass zum Detektorgehäuse mit den Wänden (315) nur ein kleiner Spalt benötigt wird. Invers einfallende Strahlen (51) können nur noch in der Horizontalebene, d.h. über die x/y-Ebene (11) zum Detektorraum laufen. Um ein Auftreffen auf das sensitive Volumen (300) zu vermeiden, wurde die obere Abdeckwand (315) des Gehäuses leicht gegen die

Horizontalebene, gegeben durch die x/y-Ebene (11) in der Höhe des Ursprungs  $O$  im Koordinatensystem (10), geneigt, wie es aus der Darstellung in Fig. 9 mit den durchgezogenen Linien zu entnehmen ist. Das gleiche Prinzip kann auch effizienter gestaltet werden, indem die Brennpunkte in den Kollimatorkörper (230) hinein verlagert werden (vgl. Fig. 5). Dadurch kann die Strahlenführung in der x/y-Ebene (11) durch die Gehäusewand (315) total blockiert werden, wie es in der Fig. 10 gezeigt wird. Hier liegen die Ausgänge für die bildgebenden Strahlen (50) alle unterhalb dieser Ebene des Koordinatenursprungs  $O$ . Zur Gewichtseinsparung kann der Kollimator (230) abweichend von der Zylinderform als Rotationskörper (201) gestaltet werden, wie es in der Fig. 2 demonstriert wurde.

**[30]** Abhängig von den Möglichkeiten, die sich aus einer Entwicklung von Detektoren ergeben, die an eine Gammakamera der hier vorgestellten Art angepasst sind, kann auch das Koinzidenzprinzip zur Unterscheidung von bildgebenden (50) und inversen Strahlen (51) herangezogen werden. Dazu werden zwei getrennte sensitive Volumina (30) benötigt, wie sie in der Fig. 11 dargestellt sind. Eines davon befindet sich zwischen dem Kreisbogen (20), auf dem sich die Brennpunkte  $F$  bewegen, und dem Kollimator, der hier der Übersichtlichkeit halber in der Zeichnung weggelassen wurde. Nur die gemeinsame Rotations- und Torsionsachse (210) ist zu sehen. Das zweite sensitive Volumen (300) befindet sich jenseits des Kreisbogens (20). Vom Punkt  $P$  fällt ein bildgebender Strahl (50) durch das erste sensitive Volumen (320) in das zweite (300) außen gelegene. Somit koinzidieren die Signale von den Durchtrittsstellen im ersten und im zweiten Volumen (300). Abhängig von der Strahlungsenergie und dem Detektormaterial müssen dabei Richtungsabweichungen aufgrund der Compton-Streuung bedacht werden. Diese kann aber umgekehrt auch zur Bestimmung der Strahlrichtung herangezogen werden, wie es prinzipiell in Compton-Kameras praktiziert wird (beispielsweise US 4 529 882). Somit kann eine elektronische Diskriminierung der Strahlrichtungen eine Auswahl durch Abschirmung ergänzen oder sogar ersetzen.

**[31]** Bislang wurde bei der Gestaltung des Kollimatorkörpers (230) nur die Ausrichtung eines oder mehrerer Spalten entlang der beschriebenen Regelfläche (100) beschrieben. Zum Strahlendurchgang ist aber auch eine Breite, also ein bestimmtes Kaliber des Spalts, notwendig. Grundsätzlich wurde das Problem bereits zuvor in Form einer parallelen oder konvergenten Gestaltung des Spaltlumens angesprochen (s. DE 10 2016 004 624). Noch nicht behandelt wurde die exakte Auslegung für eine optimal erreichbare Bildqualität, besonders in Bezug auf die Bildschärfe. In der Fig. 12 wird dieses Problem grundlegend angesprochen. Von zentraler Bedeutung für die Bildschärfe ist die Bündelung aller bildgebenden Strahlen im Brennpunkt  $F$  vergleichbar wie

bei einer optischen Linse, nur dass hier nur ein Strahl abhängig vom Winkel  $\alpha$  durch die zentrale Achse (210) verläuft. Längs durch einen Spalt zwischen den oberflächlichen Öffnungslinien (101) und (102) wird hier aber nur Punkt an Punkt eine Zeile abgebildet. Das volle Bild entsteht erst durch die Rotation des Kollimators (s. o.).

**[32]** Um für die Bildgebung die Passage eines Strahlenbündels zu ermöglichen, muss der Spalt, der sich an der Regelfläche (100) orientiert, eine Breite besitzen, die über den Weg durch den Kollimator konstant sein kann, aber nicht muss. Durch die Torsion, nach der jeder horizontalen Winkelstellung  $\alpha$  über die Konstante  $c_T$  ein vertikaler Höhenwinkel  $\beta$  zugeordnet wird, wird ab einem Torsionsbereich  $|\epsilon_2 - \epsilon_1|$  von etwa  $120^\circ$  ein kreisrundes Strahlenprofil quer zur Strahlenrichtung erwartet. Bei einer konstanten Breite entsteht daraus ein zylindrisches Strahlenprofil, wenn die Breite in Richtung des Brennpunktes  $F$  konvergieren soll, wie es in der DE 10 2016 004 624 bzw. PCT/EP2017/058883 angedeutet ist, bildet sich ein konisches Profil. Für die Bildgebung muss die Ausrichtung auf den Brennpunkt  $F$  immer gewährleistet sein. Dieser Anspruch ist in der genannten Patentschrift jedoch nicht gewährleistet. Um ihn zu erfüllen, wird hier mit Hilfe einer parametrischen Beschreibung die Gestaltung der Spaltinnenflächen (73) vorgestellt, die eine der genannten Profile bzw. Übergangsmöglichkeiten zwischen den beiden beschreibt. Hierzu wird allgemein eine Abstandsfunktion  $a(u)$  eingeführt, die an jeder Stelle  $u$  längs der Strahlenpassage durch das Kollimatorvolumen (230) den Abstand der Wandflächen vom Zentralstrahl (52) beschreibt. Diese kann entweder aus einer Konstanten  $\pm a$  für einen zylindrischen Strahlenverlauf bestehen oder den Halbwinkel  $\zeta$  für eine trichterförmige Spaltöffnung als Parameter haben. Als unabdingbar gilt dabei generell, dass die Bildschärfe immer davon abhängt, wie gut die Strahlen innerhalb des Profils (65) im Brennpunkt  $F$  gebündelt werden. Idealerweise ist das bei einem konischen Strahlenverlauf zu verwirklichen. Sowie aus einem Einzelstrahl (52) ein Bündel mit einem gewissen Profil wächst, entstehen an der Kollimatoroberfläche (200) die in Fig. 12 gezeigten senkrecht stehende Profilflächen (57), die hier vereinfacht als tangentielle, in der Mitte gekreuzte Rechtecke dargestellt sind.

**[33]** Längs der Strahlenpassage durch den Kollimator (230), die durch die Variable  $u$  im Bereich von  $-r$  bis  $r$  beschrieben wird, werden Strahlenprofile, wo immer sie sich längs eines Strahls befinden mögen, in senkrechter Stellung quer zur Strahlenrichtung betrachtet, nicht nur an der Außenseite (200) des Kollimators. Separat werden zwei unterschiedliche Profilverläufe beschrieben, ein zylindrischer und einem konischer Verlauf, die dann erforderlichenfalls kombiniert werden können. Letzterer ist gekennzeichnet durch den Öffnungshalbwinkel  $\zeta$ , der seine Konvergenz vorgibt. Da für ein möglichst scharfes Bild idealerweise alle Strahlen im Bündel mit dem Profil (65) im

Brennpunkt  $F$  zusammentreffen, hat der Winkel  $\zeta$  notwendigerweise seinen Scheitel in diesem Punkt. Der Vorteil eines konischen Profils ist, wie in der Fig. 12 erkennbar, eine größere Öffnung zur Objektseite hin und damit eine Erhöhung der Effizienz, ohne dass maßgeblich die Bildschärfe darunter leidet. Für die Erweiterung der Regelfläche (100) zu einem Spalt um einen Betrag  $a$  bedeutet dies im Fall eines zylindrischen Strahlengangs, dass es sich bei  $a$  um eine Konstante handelt. Bei der konischen Form handelt es sich um eine Funktion der Entfernung vom Brennpunkt  $F$ . Dies ist eine Grundbedingung, ein Abweichen davon führt zu einem Verlust der Bildschärfe.

**[34]** Mit der Torsion, die durch den Tensor  $T$  (3) ausgedrückt wird, erfahren auch die Spaltwände (73) zu beiden Seiten eine Verwindung bzw. Torsion. Zwangsläufig bekommen sie dadurch eine Schräglage, deren Ausmaß bildlich in der Fig. 13 mit der Herleitung des Winkels  $\delta$  für die Schräge der Spaltmittelebene (100) an der Stelle des Punktes  $P$  dargestellt wird. In der Mitte, d.h. längs der Drehachse (210) stehen die Wände noch senkrecht zueinander, d.h. die Abstandsstrecke  $a$  hat eine waagerechte Ausrichtung. Längs des Strahlengangs (52) wird, ausgehend von der Zentralachse (210) in beide Richtungen in einer Weise tordiert, wie es in der folgenden Fig. 14 als eine Serie von Strecken (70) zu erkennen ist. Durch die Torsionsbewegung wird ein Punkt (22) in der Höhe  $h$  zur Position des Punktes  $P$  bewegt (s. Fig. 13). Zur Vereinfachung sollen beide Punkte über dem Kreis (20) liegen, auf dem sich die Brennpunkte  $F$  bewegen. Bei einem gegebenen Torsionswinkel  $\alpha$  führt der zugehörige zentrale Strahl (52) durch den Brennpunkt  $F$  und den Punkt  $P$ . Die Schrägstellung der Abstandsstrecken (70) zwischen den beiden Spaltwänden (73), die weiter unten beschrieben werden, wird von dem Weg (160) bestimmt, den der Punkt  $P$  bei der Torsion um den Winkel  $\alpha$  von der Position (22) zurücklegt. Damit wird die Schräge der Innenwände (73), die im Punkt  $P$  parallel gegenüber stehen sollen, von  $0^\circ$  auf den Wert  $\delta$  gebracht, der einem Steigungswinkel  $\nu$  für die Abstandsstrecke zwischen den Wänden gegenübersteht. Die beiden Winkel  $\delta$  und  $\nu$  sind zueinander komplementär.

**[35]** Die Strecke (160) entsteht durch Abrollen des Weges, den der Punkt  $P$  auf seinem Weg von der Stelle (22) zurückgelegt hat, wie es zuvor in der Fig. 13 dargestellt wurde. Unter der Berücksichtigung, dass die Höhe  $h$  sich mit der Torsion aus dem Winkel  $\alpha$  ergibt, gilt für den Winkel  $\delta$ :

$$\delta = \arctan\left(\frac{u \cdot \pi \cdot \alpha / 180^\circ}{(f+u) \cdot \tan(c_T \cdot \alpha)}\right) \quad (5a)$$

Für kleine Winkel unter ca.  $10^\circ$  ist der Unterschied zwischen dem Tangens eines Winkels und dem zugehörigen Kreisbogen weniger als ca. 1%, wodurch für diesen

Bereich mit  $\tan(c_T \cdot \alpha) \approx c_T \cdot \alpha \cdot \pi/180^\circ$  folgende Vereinfachung angewendet werden kann:

$$\delta = \arctan\left(\frac{u}{c_T \cdot (f+u)}\right) \quad (5b)$$

Eine besondere Situation tritt ein, wenn der Brennpunkt  $F$  auf der Kollimatoroberfläche (200) zu liegen kommt. Dann verlaufen die Spaltwände genau waagrecht und die Abstandsstrecke zwischen ihnen steht senkrecht, d.h.  $(f + u) = 0$ . Deshalb muss in der Nähe der Oberfläche (200) die obige Gleichung folgendermaßen ersetzt werden:

$$\delta = 90^\circ - \arctan\left(\frac{c_T \cdot (f+u)}{u}\right) \quad (5c)$$

In der Fig. 14 sind die Richtungen der Abstandsstrecken (70) mit ihren Steigungswinkeln  $\delta$  in Relation zur Spaltausrichtung (100) dargestellt. Zur Verdeutlichung ist die Breite von Wand zu Wand (54), deren Betrag dem Doppelten der Strecke  $a$  entspricht, übergroß dargestellt. Zu erkennen ist deren flacher Verlauf im Zentrum des Kollimators, der mit wachsendem Abstand von der Zentralachse (210), d.h. mit größer werdendem Betrag von  $u$  steiler wird. Der Winkel  $\delta$  dient weiter zur Gestaltung des Spaltverlaufs.

**[36]** Das Zusammenspiel zwischen einem Strahlenbündel und den Spaltwänden ist in der Fig. 15 getrennt für den zylindrischen (oben) und den konischen (unten) Strahlenverlauf dargestellt. Auf dem Strahlengang (52) mit dem Anstiegswinkel  $\beta$  liegt der Vektor  $\vec{p}$  ausgehend vom Brennpunkt  $F$  zum Punkt  $P$  im Kollimator. In beiden Fällen hat das Strahlenbündel um diesen Gang (52) einen kreisförmigen Querschnitt (152). Beim zylindrischen Profil bleibt der Radius  $a$  dieses Querschnitts über die skalare Strecke des Vektors  $\vec{p}$  unverändert, beim konischen hingegen nimmt er zum Brennpunkt  $F$  hin kontinuierlich bis auf den Wert 0 ab. Prinzipiell ist eine Verbreiterung des Strahlenbündels dadurch möglich, dass die Länge des Vektors  $\vec{p}$  erhöht wird, womit ein weiterer Parameter einzuführen wäre. Durch den Anstiegswinkel  $\beta$  bekommt das kreisrunde Profil bei einem senkrechten Anschnitt des Strahls (52) eine elliptische Form sowohl beim zylindrischen (153) als auch beim konischen (154) Strahlenverlauf, sowie man ober- oder unterhalb der x/y-Ebene (11) auf der Höhe  $z = 0$  schneidet. Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Verlaufsprofilen liegt in der Lage des Zentrums der Ellipse. Im ersten Fall (152) bleibt das Zentrum auf dem Strahlengang (52), beim zweiten (154) ändert sich seine Lage mit dem Abstand (156) vom Brennpunkt  $F$ , gleichbedeutend mit  $f + u$ . Begründet ist dieser Unterschied darin, dass beim zylindrischen Verlauf die Strahldicke von einem konstanten Wert  $a$  bestimmt wird, aber beim konischen der Halbmesser (155) des Querschnitts vom Öffnungshalbwinkel  $\zeta$  abhängt.

Damit wird der Halbmesser (155) des Strahlenquerschnitts zu einer Funktion vom Abstand (156) zum Brennpunkt  $F$ , d.h.  $a(u) = (f + u) \cdot \tan(\zeta) / \cos(\beta)$  im Gegensatz zum konstanten Verlauf im zylindrischen Strahlenbündel mit  $a(u) = a$  und  $\zeta = 0$ . Dadurch erhält das ellipsenförmige Profil (154) an der Stelle  $P$  auch eine andere Form als das zylinderförmige (153).

**[37]** Durch den konvergenten Strahlenverlauf unterscheidet sich, wie in der Fig. 5 zu erkennen ist, der Mittelpunkt  $M$  der Ellipse (154) vom Punkt  $P$  auf dem Strahl (52). Daraus ergeben sich die beiden von der x/y-Ebene (11), in welcher der Ursprung  $O$  liegt, ausgehenden zugehörigen Höhen  $h_M$  und  $h_P$ . Beim zylindrischen Verlauf haben beide Höhen denselben Wert, d.h.  $h_M = h_P = (f + u) \cdot \tan(\beta)$  mit  $\beta = c_T \cdot \alpha$ . Bei der konischen Form hingegen wird der Anstieg vom Punkt  $P$  zum Punkt  $M$  durch den Öffnungshalbwinkel  $\zeta$  nach  $\beta_E = c_T \cdot \alpha \pm \zeta$  verändert. Dies bedeutet für die Höhe  $h_M$  des Punktes  $M$ :

$$h_M = (f + u) \cdot \frac{\tan(\beta + \zeta) + \tan(\beta - \zeta)}{2}$$

In dieser Form liegt der Scheitelpunkt des Öffnungswinkels  $z$  im Brennpunkt  $F$ , was aber nicht zwingend notwendig ist. Er kann an beliebiger Stelle auf dem Strahl (50) liegen, der vom Brennpunkt  $F$  ausgehend in Richtung des Objektes mit dem Strahl (52) zusammenfällt. Bezeichnet man den Abstand des verschobenen Scheitelpunktes vom Brennpunkt  $F$  auf der Ebenen des Nullpunktes  $O$  mit  $w$ , so erweitert sich die obige Formel unter voller Berücksichtigung der Verschiebung folgendermaßen:

$$h_M = (f + u + w) \cdot \frac{\tan(\beta + \zeta) + \tan(\beta - \zeta)}{2} - w \cdot \tan(\beta)$$

Unter Berücksichtigung der Torsion geht diese Gleichung über in

$$h_M = (f + u) \cdot \frac{\tan(c_T \cdot \alpha + \zeta) + \tan(c_T \cdot \alpha - \zeta)}{2} \text{ bzw. in}$$

$$h_M = (f + u + w) \cdot \frac{\tan(c_T \cdot \alpha + \zeta) + \tan(c_T \cdot \alpha - \zeta)}{2} - w \cdot \tan(c_T \cdot \alpha). \quad (6)$$

Durch die Möglichkeit, den Scheitelpunkt des Öffnungswinkels längs der Strahlrichtung zu verschieben, eröffnen sich weitere Gestaltungsmöglichkeiten der Spaltform, z.B. in eine Trichterform zum Detektor hin oder gewissermaßen als gleitende Lochblende mit beidseitiger trichterförmiger Öffnung.

Damit ist die Torsion in der Höhenbestimmung des Mittelpunktes  $M$  enthalten. Diese

Beziehung gilt allgemein für den Strahlmittelpunkt  $M$  an der jeweiligen Stelle des Punktes  $P$ . Dies lässt sich einfach dadurch zeigen, dass für den zylindrischen Verlauf der Winkel  $\zeta$  den Wert  $0^\circ$  annimmt. Dies in die Formel (6) eingesetzt ergibt schließlich  $h_M = h_P$ , d.h. beide Punkte  $M$  und  $P$  gehen in diesem Fall ineinander über. Durch die Torsion lässt sich die Lage des Punktes  $M$  analog zu (4) folgendermaßen parametrisch beschreiben:

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} u \cdot \cos(\alpha) \\ u \cdot \sin(\alpha) \\ h_M \end{pmatrix}, \text{ worin } h_M \text{ entsprechend eingesetzt werden kann.}$$

**[38]** Für die Beschreibung der Ellipsen (153) und (154) werden, wie aus der Fig. 15 zu entnehmen ist, die beiden Halbmesser  $a$  und  $g$  benötigt. Bei  $a$  handelt es sich lediglich um den Abstand zwischen der Strahlenmitte, gekennzeichnet durch den Verlauf des Strahls (52), und einer der Spaltwände (73) vor der Torsion oder im Kollimatorzentrum auch danach. Der Halbmesser  $g$  wird unterschiedlich bestimmt, je nachdem ob es sich um einen zylindrischen oder konischen Strahlenverlauf handelt. Beim ersteren ergibt sich sein Wert direkt aus dem Parameter  $a$  unter Berücksichtigung der Spaltwände (73) zu beiden Seiten nach:

$$g_z = a / \cos(\beta) \text{ und } a_z = \pm a. \quad (7a)$$

Beim konischen Verlauf bleibt  $a$  aber nicht konstant, sondern wird mittels des Halbwinkels  $\zeta$  der Spaltöffnung und der Streckenlänge (156) festgelegt (s. [36]). Daraus folgt für den Halbmesser  $g$  in diesem Fall mit  $\tan(\beta + \zeta) = (h_M + g)/(f + u)$  und  $\tan(\beta - \zeta) = (h_M - g)/(f + u)$ :

$$g_k = (f + u) \cdot \frac{\tan(\beta + \zeta) - \tan(\beta - \zeta)}{2}$$

bzw. unter Berücksichtigung einer Verschiebung des Öffnungswinkelscheitelpunktes

$$g_k = (f + u + w) \cdot \frac{\tan(\beta + \zeta) - \tan(\beta - \zeta)}{2}. \quad (7b)$$

Der Halbmesser  $g$  des elliptischen Schnittprofils nimmt bei einem Winkel von  $\zeta = 0^\circ$  im rein konischen Verlauf den Wert 0 an, d.h. es muss zum zylindrischen Profil mit dem Parameter  $a$  übergegangen werden, um einen Strahlendurchgang zu ermöglichen. Der konische Strahlenverlauf erfordert aber auch eine Konvergenz des Halbmessers  $a$  zum Brennpunkt  $F$  hin, d.h.  $a$  ist eine Funktion von  $u$ , d.h.  $a_k = a(u)$ , wie folgt:

$$a_k = (f + u) \cdot \tan(\pm\zeta)$$

bzw. ebenfalls unter Berücksichtigung einer Verschiebung des Scheitelpunktes

$$a_k = (f + u + w) \cdot \tan(\pm\zeta), \quad (7c)$$

worin berücksichtigt ist, dass der Halbwinkel  $\zeta$  für die konische Spaltöffnung sich auf den kreisrunden Querschnitt (152) durch das Strahlenbündel (65), in Strahlrichtung (52) gesehen, bezieht (s. Fig. 15). Um die Torsion zu berücksichtigen, ist für den Winkel  $\beta$  der Wert  $c_T \cdot \alpha$  einzusetzen. Somit sind die Werte für  $g$  zumindest von der Torsion und dem momentanen Winkel  $\alpha$  abhängig. Die Werte für  $a$  werden von  $u$  bestimmt, wenn  $\zeta \neq 0^\circ$  ist, oder bleiben konstant, wenn  $\zeta = 0^\circ$  ist. Im ersteren Fall mit  $\zeta \neq 0^\circ$  handelt es sich hier um einen konischen Verlauf, im zweiten mit  $\zeta = 0^\circ$  um einen zylindrischen, bei dem zwangsläufig ein Wert für den Parameter  $a$  angegeben werden muss (s. auch Abschnitt [45]). Daraus folgt aber auch, dass auf diesem Weg sehr einfach der konische mit dem zylindrischen Verlauf kombiniert werden kann. In größerer Entfernung vom Brennpunkt  $F$  kann der trichterförmige, konische Verlauf vorherrschen, während in den enger werdenden Bereichen in dessen Nähe zum röhrenförmigen, zylindrischen Profil übergegangen werden kann. Der Verlauf des Mittelpunktes  $M$  des elliptischen Schnittprofils längs der Strahlrichtung (52) wird in diesem Fall aber stets von der Höhe  $h_M$ , d.h. der Formel (6) bestimmt.

**[39]** In der Fig. 16 ist das Ergebnis der Konstruktion eines zylindrischen Spalts wiedergegeben, zur Verdeutlichung mit übertriebener Spaltbreite (54). Der zentrale Strahl (50), hier vom Objektpunkt ausgehend betrachtet, verläuft exakt auf der Regelfläche (100) und tritt an der Linie (101) in den Kollimator (230) ein, läuft durch ein zylinderförmiges Lumen (55) und verlässt es wieder an der Linie (102). Zwei Sichtweisen sind dargestellt, einmal mit direktem Blick von vorne in die Spaltichtung zum Detektor (oben) und seitlich um  $90^\circ$  gedreht (unten). Die Spaltbreite wird hier durch den Parameter  $a$  festgelegt. An jeder Stelle längs des Strahls (50) stehen die Abstandsrichtung (70) von einer Spaltwand zur gegenüberliegenden senkrecht auf der Regelfläche (100). Es ist eine der Linien (75) eingezeichnet, auf der sich die Berührungspunkte  $B$  zwischen dem Profil des Strahlenbündels (65) und der dazugehörigen Spaltinnenwand (73) befinden, wie es auch in der Fig. 12 in der Mitte mit einem Abstand an der zentralen Achse (210) dargestellt ist. Deren geschraubter Verlauf zeigt an, dass die Spaltinnenwände (73) nicht mehr der Definition einer Regelfläche folgen.

**[40]** Ein konischer Strahlenverlauf, der mit dem Winkelparameter  $\zeta$  für die trichterfö-

mige Öffnung des Strahlenkanals (55) anstelle des Parameters  $a$  definiert ist, wird in der Fig. 17 dargestellt. Der obere und der mittleren Bildteil enthalten Abstandsstrecken (70) und die Linie der Berührungspunkte (75) für den konischen Strahlenverlauf. Es wird ein Grenzfall dargestellt, bei dem sich am Brennpunkt  $F$  die Fläche des Strahlenquerschnitts auf den Wert 0 reduziert. Diese Situation lässt sich durch eine Vorgabe eines Mindestwertes für den Parameter  $a$  mit verschiedenen Algorithmen verhindern. In der Fig. 17 wird das grundlegende Problem der rein konischen Strahlenführung sichtbar, wenn der Brennpunkt im Kollimatorkörper (230) oder an dessen Oberfläche (200) liegt, nämlich, dass am Brennpunkt  $F$  das Spaltvolumen auf einen Punkt zusammenschrumpft, d.h., dass ein Strahlendurchtritt im Profil an dieser Stelle nicht mehr möglich wird.

**[41]** Umgehen lässt sich das Problem des auf einen Punkt zulaufenden konischen Strahlengangs beispielsweise durch eine Vergrößerung des elliptischen Profils (154), wie es in der Fig. 15 dargestellt ist, indem man die Strecke  $|\vec{p}|$  entsprechend verlängert und entsprechend die Strecke (156) anpasst. Dabei ist auf die korrekte Lage des Mittelpunktes  $M$  der Ellipse (154) zu achten. Alternativ dazu wird hier in der Fig. 18 eine Lösung für eine Strahlenpassage entlang eines sich bis zum Brennpunkt  $F$  verjüngenden Spaltlumens vorgestellt, indem die konische Gestaltung eines Strahlenkanals (55) mit derjenigen eines zylindrischen kombiniert wird, wie es bereits im Abschnitt [38] als Möglichkeit erwähnt wurde. Besonders bei der Lage des Kreisbogens (20) mit den Brennpunkten  $F$  auf der Kollimatoroberfläche (200) oder innerhalb des Kollimators (230), wie es in der Fig. 5 dargestellt ist, stellt dies eine bevorzugte Lösung dar. Sie besteht aus der Verwendung beider Parameter für die Spaltbreite  $a$  und  $\zeta$  mit der Fallunterscheidung, wenn der mit  $\zeta$  errechnete Funktionswert für  $a(u)$  kleiner als ein zuvor festgelegter Parameter  $a_{fest}$  ausfällt. Dann wird  $a(u)$  durch  $a_{fest}$  ersetzt, d.h.

$$a(u) = (f + u) \cdot \tan(\zeta) / \cos(\beta) < a_{fest} \Rightarrow a(u) := a_{fest}$$

Die Berechnung der Höhe  $h_M$  des Strahlenmittelpunktes  $M$  wird aber dabei auf der Basis von  $\zeta$  in seiner gesamten Länge durch den Kollimator beibehalten (s. [37]), um eine durchgehend geradlinige Ausrichtung des Spaltlumens (55) zu gewährleisten. In der Fig. 19 sind die drei grundlegenden Konfigurationen eines Spaltlumens in einem Kollimatorkörper (230) zusammengefasst. Bei einem zylindrisch geformten Lumen (oben) können sich aufgrund der Parallelität der Spaltwände schräg einfallende Strahlen (67) kreuzen und somit eine Unschärfe im Bild erzeugen. Die trichterförmige Strahlenführung ist bei dem hier vorgestellten Kollimatormodell in einem weit breiteren Umfang möglich als in einem Paralleloch- oder Soller-Kollimator. Durch eine Kombi-

nation von konischer und zylindrischer Strahlenführung wird eine Verlagerung des Schnittpunktes (25) ins Innere des Kollimatorkörpers (230) überhaupt erst möglich, wodurch kompaktere Formen einer Gammakamera verwirklicht werden können. Dieser Schnittpunkt (25) ist mit dem Brennpunkt  $F$  für die betreffende Strahlrichtung (52) identisch.

**[42]** Bei der Ausführung eines rotierenden Kollimators sind mehrere Gestaltungen eines Detektors für die Bildaufnahme möglich, von Zeilen-, flächenhaften Matrixdetektoren bis hin zu solchen mit einem voluminösen sensitiven Volumen (300) oder (320), welche besonders für die Registrierung hochenergetischer Strahlen geeignet und trotzdem in der Lage sind, hoch aufgelöste Bilder zu liefern. Letztere sind in einem Bereich unterzubringen, der sich an dem Kreisbogen (20) orientiert, auf welchem die Brennpunkte  $F$  aller eintreffenden Strahlen liegen. Ein sensitives Volumen kann entweder aus einem geeigneten Szintillatormaterial wie beispielsweise BGO bestehen, oder aber auch aus einem Kristall, in dem Gammaphotonen direkt in elektrische Signale gewandelt werden, wie z.B. CdTe. Die Wahl bleibt einem Gesamtkonzept für den Detektor überlassen.

**[43]** Je nach Gestaltung des Kollimators können sensitive Volumina sowohl zwischen der Kollimatoroberfläche (200) und dem Kreisbogen (20) mit den Brennpunkten  $F$  als auch außerhalb dieses Kreisbogens angeordnet werden, wie es die Fig. 20 zeigt. Eine optimale Ausnutzung des zur Verfügung stehenden Innenraums und die Bereitstellung einer möglichst langen Absorptionsstrecke für eine hohe Effizienz wird durch eine gewölbte Anordnung erreicht, wie sie im unteren Teil der Fig. 20 zu sehen ist. Sie wird durch senkrecht stehende Kreise (322) begrenzt, deren Mittelpunkt sich auf dem Kreisbogen (20) aller Brennpunkte  $F$  mit dem Radius  $f$  bewegt. Bildlich gesehen bedeutet dies, dass der Raum für die sensitiven Detektorelemente einerseits durch die beschriebene Hülle und andererseits durch die Winkel  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  begrenzt ist, die einem Teil eines Donuts ähnelt, sprich entsprechend gekrümmt ist. Für die Volumenbegrenzungen ab dem Kreisbogen (20) können zwei Radien  $d_1$  und  $d_2$  eingesetzt werden. Mit dem Vorzeichen dieser Radien kann die Lage innerhalb oder außerhalb des Kreises (20) gekennzeichnet werden. Nach oben und unten werden die Bereiche für die Volumina (300) und (320) durch die Winkel  $\gamma_{1,2}$  begrenzt. Parametrisch lässt sich die Volumenbegrenzung folgendermaßen beschreiben, womit auch eine gewölbte Raumstruktur zum Ausdruck kommt:

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} (f + d_{1,2} \cdot \cos(\gamma_{1,2})) \cdot \cos(\varphi) \\ (f + d_{1,2} \cdot \cos(\gamma_{1,2})) \cdot \sin(\varphi) \\ \pm d_{1,2} \cdot \sin(\gamma_{1,2}) \end{pmatrix}.$$

Bei der Lage des sensitiven Volumens (320) des Detektors zwischen dem Kreisbogen (20) der Brennpunkte  $F$  und der Kollimatoroberfläche (200) gilt  $|d_{1,2}| < f - r$ , mit Berücksichtigung des Vorzeichens besteht die Einschränkung  $0 > d_1 > d_2 > r - f$ . Anschaulich ausgedrückt, es muss Platz zwischen dem Kreisbogen (20) und der Außenseite (200) des Kollimators vorhanden sein. Detektor und Kollimator dürfen nicht kollidieren. Keine prinzipielle Einschränkung besteht für die Abmessungen des sensitiven Volumens (300) jenseits des Kreisbogens (20) mit  $d_{1,2} > 0$ .

**[44]** Sowohl die Detektorform als auch die Ausführung des Abschirmgehäuses werden maßgeblich dadurch beeinflusst, ob der Kreisbogen (20) mit den Brennpunkten  $F$  außerhalb des Kollimatorvolumens (230), auf dessen Oberfläche (200) oder innerhalb des Kollimators liegt. Im ersten Fall sind Positionierungen des sensitiven Volumens sowohl zwischen der Kollimatoroberfläche (200) und dem Kreisbogen (20) als auch außerhalb dieses möglich, wie es auch zuvor in der Fig. 11 gezeigt wurde. In diesen Fällen muss die innere Abschirmung (315) direkt an die Bereiche angrenzen, in denen die sensitiven Volumina (300) und (320) untergebracht sind, wie es in Abschnitt [28] mit der Fig. 8 erörtert wurde. Für die vorgeschlagene Koinzidenzschaltung zur Richtungsbestimmung einfallender Strahlen [30] ist es aber nicht notwendig, den Detektor auf die beiden genannten getrennten Bereiche (300) und (320) aufzuteilen. Es können sich beide Teile auch im äußeren Bereich (300) befinden. Da die Abschirmungen (315) von oben und unten im Brennpunkt  $F$  zusammenstoßen und keinen Raum mehr für eine ungehinderte Strahlenpassage frei lassen, muss ein angemessener Freiraum als Spaltlumen (340) freigeschnitten werden (s. Fig. 21). Alternativ kann auch der obere und der untere Teil der Abschirmung (315) in der Höhe konstruktiv oder einstellbar verändert werden, um ein solches Lumen zu erzeugen bzw. variieren zu können. Beide Wege müssen im Hinblick auf die zu erreichende Bildschärfe gegeneinander abgewogen werden. Die Höhe dieses Raumes hängt einerseits davon ab, welche Effizienz in Form von Strahlenausbeute erreicht werden soll, andererseits davon, inwieweit Beeinträchtigungen der Bildqualität durch diese Verbreiterung hinnehmbar sind. Eine zentrale Rolle spielt dabei die Effizienz der Abschirmung, wie sie in [28] erörtert wurde, d.h. es kommt darin auch die Energie der vorherrschenden Strahlung zum Tragen.

**[45]** Die in Fig. 20 vorgestellten Räume (300) und (320) für Detektoren mit ihren

sensitiven Volumina beiderseits des Kreisbogens (20) setzt eine Ausführung voraus, bei der sich der Kreisbogen (20) außerhalb der Außengrenzen des Kollimators (200) befindet. Es sind auch Ausführungen realisierbar, bei denen der Kreisbogen (20) auf der Oberfläche (200) oder innerhalb des Kollimatorvolumens (230) zu liegen kommt. Das Prinzip einer solchen Ausführung wurde bereits im Abschnitt [29] dargestellt. Da hierbei die Begrenzung des bildgebenden Strahlenbündels am Brennpunkt  $F$  in vertikaler Richtung bereits am oder im Kollimator erfolgt, kann die innere Abschirmung im Gehäuse (315) entsprechend vereinfacht werden. Dafür entfällt allerdings der Raum für Detektoren (320) innerhalb des Kreisbogens (20) völlig. Besonders wenn die Verläufe der Spalten (52) auf Richtungen von oberhalb der x/y-Ebene (11) aus der Objektrichtung kommend in den Detektorbereich unterhalb dieser Ebene führen bzw. umgekehrt, d.h. dass einer der beiden Grenzwinkel  $\varepsilon_1$  oder  $\varepsilon_2$  auf Null gesetzt wird oder beide mit demselben Vorzeichen versehen werden, reduziert sich das Problem der invers einfallenden Strahlen (51) deutlich. Die Grenzwinkel  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  werden über die Torsionskonstante  $c_T$  entsprechend angepasst. Es gilt auch die umgekehrte Vorgabe, d.h.  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  werden durch  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  vorgegeben und dann mit der Torsionskonstante  $c_T$  festgelegt.

**[46]** Da es auch bei der zuletzt beschriebenen Anordnung sowohl bildgebende (50) als auch umgekehrt verlaufende Strahlen (51) gibt, wie es prinzipiell in der Fig. 7 bereits beschrieben wurde, muss mit einem geeigneten Gehäusebau der Detektor vor den umgekehrten bzw. „falschen“ Strahlen (51) geschützt werden. Dies kann beispielhaft mit einem Gehäuse erfolgen, das pyramidenförmig auf einem Detektor steht und auf dem der Kollimator in geeigneter Weise schräg aufgesetzt ist, wie es mit der Aussparung (345) für den Kollimator in Fig. 22 angedeutet ist. Die Schräge für die Aussparung für den Kollimator und dessen Halterung wird dann so ausgerichtet, dass die störend invers verlaufenden Strahlen (51) auf die abdeckende Abschirmwand (315) gelenkt werden. Außerdem kann diese pyramidenförmige Vorrichtung auf einen beliebigen flächigen Matrixdetektor (360) aufgesetzt werden, womit auch kommerziell vorhandene Detektoren für eine Gammakamera eingesetzt werden können. Der Vorteil eines flachen Matrixdetektors ist, dass in der Bildgebung eine als Kisseneffekt bezeichnete Verzerrung, wie sie in DE 10 2016 004 624 gezeigt wird, hierbei nicht auftritt. Nachteilig ist aber, dass zunehmend in den Randbereichen die Bildschärfe, besonders bei dicken sensitiven Volumenschichten im Detektor, durch einen Schrägeinfall der bildgebenden Strahlung beeinträchtigt werden kann.

**[47]** Weitere mögliche Öffnungen für das Eindringen unerwünschter Strahlen in den Detektorraum sind in der Fig. 23 dargestellt. Diese Freiräume bzw. Spaltlücken (78) für irreguläre Strahlen entstehen durch die Spaltöffnungen (54) an der Oberfläche (200)

des Kollimators, welche hier zur Verdeutlichung übergroß gezeichnet sind. Die seitlich passierenden Strahlen (79) verlaufen entlang der Spaltöffnungslinien (101) und (102), die auf der Oberfläche (200) liegen, und nutzen die an diesen Stellen die durch den Spalt entstandene Lücke zur seitlichen Passage am Kollimator vorbei. Diese Möglichkeit für störende Strahlen (79) ist bei der Auslegung einer seitlichen Abschirmung und auch bei der Festlegung des horizontalen Sichtbereiches zwischen den Winkeln  $\eta_1$  und  $\eta_2$  zu berücksichtigen. Mit Hilfe der hier beschriebenen Parameter lässt sich abschätzen, wie weit eine solche Einschränkung des Sichtbereiches erforderlich ist, die das seitliche Eindringen solcher störender Strahlen (79) in den Detektorraum unterdrückt. Sie passieren dann den Kollimator seitlich, wenn sie durch die Punkte  $P_1$  und  $P_2$  laufen, in der Fig. 23 zu sehen. Damit lässt sich der Steigungswinkel der Sekante berechnen, die durch den Strahl (79) entsteht. Die Punkte  $P_1$  und  $P_2$  lassen sich mit den Vektoren  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  leicht mit Hilfe der Gleichung (4) beschreiben, da der Winkel  $\varphi$  hierbei nicht geändert wird und deshalb keine Rolle spielt:

$$\vec{p}_1 = \begin{pmatrix} r \cdot \cos(\alpha_1) \\ r \cdot \sin(\alpha_1) \\ (f+r) \cdot \tan(c_T \cdot \alpha_1) \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{p}_2 = \begin{pmatrix} r \cdot \cos(\alpha_2) \\ r \cdot \sin(\alpha_2) \\ (f+r) \cdot \tan(c_T \cdot \alpha_2) \end{pmatrix}$$

**[48]** Aus der Lage der zugehörigen Punkte  $P_1$  und  $P_2$  lässt sich der Steigungswinkel  $\sigma$  für den vorbeilaufenden Strahl (79) wie folgt berechnen. Zwischen den beiden zugehörigen Winkeln  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  entsteht die Sekante zwischen den beiden Punkten  $P_1$  und  $P_2$ , welche auf die Strecke (89) projiziert werden kann, die auf der x/y-Ebene (11) liegt. Diese Strecke (89) bildet mit den zugehörigen Radien ein gleichseitiges Dreieck (87), d.h.:

$\cos(\alpha_1) = \cos(\alpha_2)$  und  $\sin(\alpha_1) = -\sin(\alpha_2)$ , womit für die Strecke (89) gilt:

$$r \cdot \cos(\alpha_1) - r \cdot \cos(\alpha_2) = 0 \quad \text{und} \quad |r \cdot \sin(\alpha_1) - r \cdot \sin(\alpha_2)| = r \cdot |\Delta \sin(\alpha)|.$$

Aus der Fig. 23 lässt sich für den Winkel  $\sigma$  herleiten:

$$\tan(\sigma) = \frac{(r+f) \cdot \tan(c_T \cdot \alpha_2) - (r+f) \cdot \tan(c_T \cdot \alpha_1)}{r \cdot |\Delta \sin(\alpha)|} \quad \text{bzw.} \quad |\tan(\sigma)| = \frac{(r+f) \cdot |\Delta \tan(c_T \cdot \alpha)|}{r \cdot |\Delta \sin(\alpha)|}.$$

Der Winkel  $\sigma$  muss mit dem Steigungswinkel  $\nu$  an den Spaltöffnungen (101) und (102), wie er im Abschnitt [34] und der Fig. 13 beschrieben wurde, in diesem Bereich in Beziehung gesetzt werden, d.h. dass die Differenz  $\Delta\sigma = |\sigma - \delta|$  zwischen ihnen innerhalb gewisser Grenzen bleiben muss, damit eine Seitenpassage des Strahls (79) überhaupt

möglich ist. Diese Grenze ist erreicht, wenn sich die Spaltlücken (78) an den Punkten  $P_1$  und  $P_2$  in Richtung des Detektors nicht mehr überlappen. Anders ausgedrückt heißt das, dass sich die Spaltlücken (78) mit ihrer Breite (54) gegenseitig überlappen und so auf derselben Geraden bzw. Strahlrichtung liegen müssen, damit ein seitlich passierender Strahl (79) außen am Kollimator vorbei in den Detektorraum gelangen kann. In Formeln ausgedrückt heißt das nichts anderes als:

$$r \cdot |\Delta \sin(\alpha)| \cdot |\tan(\sigma)| < 2 \cdot a \text{ gleichbedeutend mit } |\tan(\sigma)| < \frac{2 \cdot a}{r \cdot |\Delta \sin(\alpha)|}$$

Zusammen mit der Bestimmung des Winkels  $\sigma$  ergibt sich daraus:

$$(r + f) \cdot |\Delta \tan(c_T \cdot \alpha)| < 2 \cdot a$$

Da es sich hier um einen sehr kleinen Winkel handelt, gilt für das Auftreten seitlich am Kollimator innerhalb der Außengrenzen (200) vorbeilaufender Strahlen (79) näherungsweise:

$$c_T \cdot |\Delta \alpha| \cdot \frac{\pi}{180^\circ} < \frac{2 \cdot a}{r+f} \text{ bzw. } |\Delta \alpha| < \frac{2 \cdot a \cdot 180^\circ / \pi}{c_T \cdot (r+f)}$$

Dieser Wert für  $|\Delta \alpha|$  muss bei der Festlegung der horizontalen Bereichsgrenzen  $\eta_1$  und  $\eta_2$  zur Vermeidung eines offenen Bereichs zwischen Kollimator und Abschirmung, berücksichtigt werden. Konkret heißt das, dass ein Bereich, welcher vom Winkel  $|\Delta \alpha|$  bestimmt wird und seitlich an der Außenfläche (200) des Kollimators entsteht, sorgfältig mit einer Abschirmung abgedeckt werden muss, um die seitlich vorbeilaufenden Strahlen (79) wirksam abzuschirmen. Aus der hergeleiteten Beziehung lässt sich aber auf jeden Fall ablesen, dass kleinere Spaltbreiten, stärkere Torsion ( $c_T$ ) und eine größere Entfernung der Brennpunkte  $F$  von der Achse (210) den Raum für die seitlich einfallende und vorbeilaufende Strahlung verringert. Praktisch bedeutet dies, die Spaltbreite  $a$  in angemessenen Grenzen zu halten, während eine stärkere Torsion sich hier günstig auswirkt.

**[49]** Die formbestimmenden Parameter für den Kollimator sind schließlich die Höhen  $h_{1,2}$  ausgehend von der x/y-Ebene (11) mit dem Koordinatenursprung  $O$ , die Außengrenzen (200) des Rotationskörpers, der den Kollimator bildet, der Kreisbogen (20) für die Brennpunkte mit dem Radius  $f$ , die Torsionskonstante  $c_T$ , der Abstand  $a$  der Spaltwände von der Fläche (100), die die Spaltrichtung vorgibt, der Halbwinkel  $\zeta$  der Spaltöffnung für eine konisch geformte Strahlenführung und die Anzahl der Spalten im jeweiligen Winkelabstand  $\xi$ . Als Parameter, die das Innere des Kollimators beschreiben, haben  $a$

und  $\zeta$  Einfluss auf die Bildqualität in Form von Intensität und Ortsauflösung. Die Außenmaße des Kollimators werden von den Höhen  $h_1$  und  $h_2$  und dem Radius  $r$  festgelegt. Als richtungsweisend für die Höhen können die vertikalen Grenzwinkel  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  gelten, allerdings nicht zwingend, solange der gesamte Strahlengang nicht beeinträchtigt wird. Höhen und Radius haben auf die Charakteristik der eigentlichen Bildgebung keinen direkten Einfluss, solange die Mindestanforderungen an die Abschirmung erfüllt sind. Sie können konstruktionsbedingt und nach Anforderung der erforderlichen Schichtdicke zur Abschirmung gewählt werden. Ausschlaggebend für die Bildgebung ist die Torsionskonstante  $c_T$ , die fest alle Winkelverhältnisse  $\beta/\alpha$ ,  $\gamma_1/\varepsilon_1$  und  $\gamma_2/\varepsilon_2$  vorgibt. Umgekehrt legt einer dieser Quotienten die Torsionskonstante  $c_T$  und damit den Wert aller anderen Winkelverhältnisse fest. Somit ist die Höhe des Abbildungsbereiches entweder durch  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  oder durch  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  festgelegt. Richtwerte für die Höhen  $h_{1,2}$  und die Grenzwinkel  $\varepsilon_{1,2}$  können sich gegenseitig ersetzen wie Winkel und Kantenlänge in einem rechtwinkligen Dreieck. Die Räume für die Unterbringung der sensitiven Volumina (300) bzw. (320) von Detektoren werden über die Entfernungen  $d_1$  und  $d_2$  geregelt, der horizontale Bildbereich durch die Winkel  $\eta_1$  und  $\eta_2$ . Die Variable  $u$  beschreibt den Weg eines Strahls (50) von  $-r$  bis  $r$  mitten durch das Kollimatorvolumen (230) hindurch und stellt damit selbst keine formbestimmende Größe dar.

**[50]** Die Ausführung des Kameragehäuses hat im Inneren die Aufgabe, die bei der Bildgebung störenden Strahlen zu unterdrücken. Diese Aufgabe erfüllt beispielsweise die Gestaltung des Spaltlumens (340) in der Fig. 21 mit seiner Umgebung, wie es beispielsweise in der Fig. 8 gezeigt wurde, oder auch die Wandstellung in Beziehung zur Rotationsachse (210) wie es in der Fig. 9 zu sehen ist. Eine vereinfachte Lösung ist in der Fig. 10 dargestellt, wobei die Strahlenführung durch eine geeignete Wahl von  $f$  und  $\varepsilon_1$  bzw.  $\varepsilon_2$  eingeschränkt ist, und zwar von der oberen Kollimatorhälfte in Richtung der unteren oder umgekehrt. Der rotierende Kollimator ist seitlich zur Strahlrichtung derart vom Gehäuse einzuschließen, dass keine Störstrahlen an seinen Seiten vorbei eindringen, wie es in [51] und [52] erörtert wurde. Im Inneren kann der Raum eng an den Bedarf des Detektors mit seinem sensitiven Volumen (300) bzw. (320) angepasst werden oder sich auch wahlweise nach vorhandenen Detektorsystemen richten. Nach außen ist lediglich dafür zu sorgen, dass der Detektor allseitig vor Fremdstrahlung geschützt ist, wofür in der Regel das Zehnfache der Halbwertschichtdicke für die in Frage kommenden Strahlung ausreichen sollte.

**[51]** Die Auswahl von Strahlen, die auf einen bestimmten Brennpunkt  $F$  gerichtet sind und in der Funktion ein Bild erzeugen, erfolgt ausschließlich über die Winkel  $\alpha$  und  $\varphi$ . Für eine hochpräzise Bestimmung des Höhenwinkels  $\beta$  in der Bildgebung über den

Winkel  $\alpha$  ist bei einer konischen Strahlenführung, d.h.  $\zeta > 0$ , eine Korrektur für den zentralen Strahl nach der Formel (6) durchzuführen. Der zuletzt genannte Parameter und alle weiteren legen die Bauform und die Ausführung der Gammakamera fest. Diese sind entsprechend den Anforderungen an Schichtdicken für die Abschirmung, Größen und Gewichten, Handhabung, d.h. schließlich des bestimmungsgemäßen Einsatzes frei in praktisch angemessenen Grenzen skalierbar. Grenzen für die Bauart bestimmenden Parameter sind oben in [16], [21], [45], [47] und [52] hergeleitet. Auch die Bedingungen und Maßnahmen, die unerwünscht einfallende Strahlung in den Detektorraum (300) bzw. (320) einschränken bzw. vermeiden sollen (s. [25]-[30], [51]-[52]), sind mit den genannten Parametern beschreibbar.

**[52]** Die durchgehend zusammenhängende Beschreibung einer Gammakamera anhand der aufgeführten Parameter erlaubt die Konstruktion von Ausführungen, die für unterschiedliche Anwendungen in verschiedenen Umgebungen angepasst werden kann. Ausgehend von der grundlegenden Aufgabe, strahlende Gegenstände aufgrund ihrer Eigenstrahlung abzubilden, stellt sich das Problem in sehr unterschiedlichen Anwendungen. Ein Beispiel ist die Nuklearmedizin, in der die seit über einem halben Jahrhundert gebräuchliche Anger-Kamera mit den Kollimatoren vom Soller-Typ im Einsatz sind und durch ihre Größe und Gewicht gekennzeichnet sind. Trotz ihres Gewichtes ist die Palette an einsetzbaren Isotopen seitens ihrer Strahlenenergie begrenzt. Für höherenergetische Strahler werden in der Forschung Lochkamas eingesetzt, mit den bekannten Nachteilen.

**[53]** Die hier vorgeschlagene Kamera verspricht eine kleinere Größe, geringeres Gewicht, höheres Auflösungsvermögen gegenüber der Anger-Kamera mit den üblichen Parallelloch-Kollimatoren, sowie größere Gesichtsfelder und erweiterte Möglichkeiten der Bildgebung bei hochenergetisch strahlenden Isotopen gegenüber einer Lochkamera. Der letztgenannte Aspekt kommt besonders im Umweltbereich zum Tragen, wenn es darum geht, nukleare Rückstände oder unerwartet auftretende vagabundierende Strahlenquellen zu analysieren. In der zerstörungsfreien Prüfung wären Röntgenrückstreuverfahren zu nennen, in denen zurückgestreute Compton-Strahlung beim Anstrahlen von Objekten mit einer Röntgenröhre ausgewertet werden. In der Forschung können durch die erweiterte Palette von Isotopen, die mit höheren Energien strahlen, völlig neue Bereiche erschlossen werden. Auch vorstellbar ist die Nutzung von prompter und verzögerter Strahlung nach Neutronenbestrahlung. Aus der Sicht möglicher Entwicklungen von Detektoren ist die spektral aufgelöste Bildaufnahme, die bei Mischungen verschiedener Isotope in der Lage sein kann, elementar aufgelöste Bilder farbcodiert wiederzugeben.

**[54]** Zusammengefasst wird hier ein Weg vorgeschlagen, anhand eines überschaubaren Satzes von Parametern eine Gammakamera zu konstruieren und zu bauen, die für sehr unterschiedliche Aufgaben und Einsatzbedingungen angepasst und optimiert werden kann. Für das Spektrum unterschiedlicher Strahlungsenergien kann durch Skalierung von Kollimatorgröße und Abschirmdicke eine Anpassung erfolgen, wobei das Prinzip der Bildgebung unverändert beibehalten werden kann. Besonders für hohe Energien entfallen Einschränkungen bzw. Zugeständnisse an die Bildauflösung, wie sie beispielsweise bei den üblichen Parallelochkollimatoren durch dickere Septen notwendig wären. Das hier vorgeschlagene Konzept einer Gammakamera verspricht darüber hinaus einen Zugang zur Bildgebung in Energiebereichen, der zuvor wegen der erforderlichen Abschirmschichtdicken praktisch nicht realisierbar war. Durch Anpassung der Anzahl von Spalten und Gestaltung der Spaltöffnung kann eine gewünschte oder erforderliche Sensitivität oder Bildqualität erreicht werden. Mit der Wahl und auch der Weiterentwicklung von Detektoren unterschiedlicher Bauart und durch gegenseitige Anpassung aller Komponenten besteht das Potenzial einer Miniaturisierung hin zu kleinen und handlichen Größen von Gammakameras. Dem störenden Einfluss invers oder seitlich einfallender Strahlen wird mit unterschiedlichen Maßnahmen und Konzepten begegnet. Für die Ausführung bestimmend fließen aber ausschließlich die genannten Parameter und die davon abgeleiteten Größen ein, es kommen keine weiteren hinzu.

**[55]** Vorzugsweise umfasst ein Kollimator zur Erzeugung eines konvergierenden Strahlenverlaufs einer einfallenden Strahlung, vorzugsweise Gammastrahlung, einen rotierbar gelagerten rotationssymmetrischen Blendenkörper (230) aus einem für die einfallende Strahlung intransparenten Material, der von einem oder mehreren Spalten durchschnitten ist, wobei die Seitenwände des Spalts als Flächenpaare (73) von einer zwischenliegenden und als tordierte Regelfläche ausgebildeten imaginären Zentralfläche (100) beabstandet sind, wobei die Zentralfläche (100) die Richtung des jeweiligen Spalts vorgibt um die von einem Objektpunkt ausgehenden Strahlen auf einen Bildpunkt zu führen, wobei bei der Rotation des Blendenkörpers (230) die Strahlen im Brennpunkt  $F$  entlang eines Brennkreises fokussiert werden, wobei der Blendenkörper (230) entlang seiner Körperhöhe  $h$  auf der Rotationsachse  $z$  im Querschnitt eine kreisförmige äußere Begrenzung mit einem höhenabhängigen Außenradius  $r(z)$  um die Rotationsachse  $z$  aufweist, wobei sich der Außenradius  $r(z)$  des Blendenkörpers (230) zu den Enden hin verjüngt. Im Stand der Technik werden zylinderförmige Blendenkörper verwendet. Da jedoch mit steigendem  $\beta$  die Schichtdicke mit  $2 \cdot r / \cos(\beta)$  zunimmt, kann der Kollimator bei mindestens gleicher Abschirmung zum unteren und oberen Ende hin verjüngt bzw. verschmälert werden. Folglich kann das Volumen des Kollimators (230) verringert

werden, um Gewicht einzusparen, ohne dabei die abschirmende Wirkung zu beeinträchtigen.

**[56]** Vorzugsweise weist der Strahlenkanal (55) zwischen den als Flächenpaaren (73) ausgebildeten Seitenwänden des Spalts entlang der Richtung des Spalts konische oder zylindrische Abschnitte aufweist. Während die Mitte des Strahlenkanals somit als tordierte Regelfläche ausgebildet ist (Zentralfläche), können die Seitenwände des Spalts von dieser Form abweichen. Die Flächenpaare (73) können insbesondere Abschnitte aufweisen, bei denen der Abstand zwischen den Flächen konstant bleibt (zylindrisch) oder veränderlich ist (konisch). Dies ermöglicht eine zusätzliche Blendenfunktion innerhalb eines Spalts. Im Stand der Technik sind mit der Zentralfläche auch die Wände des Spalts als Regelfläche ausgebildet.

**[57]** Vorzugsweise liegen die Brennpunkte  $F$  entlang des Brennkreises auf der Oberfläche des Blendenkörpers (230) oder innerhalb des Blendenkörpers (230). Dies hat den Vorteil, dass auf einen Teil der im Stand der Technik erforderlichen Abschirmung verzichtet werden kann, da der Brennkreis bereits durch den Blendenkörper (230) abgeschirmt wird.

**[58]** Vorzugsweise liegen alle zu einem Spaltverlauf gehörenden Brennpunkte  $F$  auf einem Kreisbogen (20) der durch die Spaltführung bzw. durch die Anordnung mehrerer Spalten mindestens zu einem Vollkreis geschlossen wird. Die Erstreckung des Kreisbogens (20) ergibt sich dabei aus der Torsion, d.h.  $0^\circ$  = keine Torsion und  $360^\circ$  = Torsion, z.B.  $180^\circ$  links herum und  $180^\circ$  rechts herum. Die Effizienz kann bei einer Gesamttorsion von  $< 360^\circ$  durch mehrere Spalten erhöht werden, wodurch dann mindestens ein Vollkreis geschlossen wird.

**[59]** Vorzugsweise ist die Führung der Strahlen (50) auf eine Hälfte des Blendenkörpers (230) beschränkt und es sind ausschließlich Strahlenverläufe von einer Hälfte zu der jeweils anderen Hälfte möglich. Dadurch lassen sich invers einfallende Strahlen (51) abschirmen.

**[60]** Vorzugsweise ist der Blendenkörper (230) einseitig rotierbar gelagert, wodurch die Gesamtkonstruktion einer Gammakamera erleichtert wird. Dies ermöglicht weiterhin einen besseren optischen Zugang zum Blendenkörper (230) und gestattet einen einfacheren Austausch. Ermöglicht wird dies insbesondere durch das gegenüber dem Stand der Technik reduzierte Gewicht und die verbesserte Ausgestaltung der Blendenfunktion.

**[61]** Vorzugsweise sind die zwischen den Spalten liegenden inneren Strukturen des Kollimators mittels eines für die Strahlung transparenten Materials in den Spalten oder in den Außenbereichen der Spalten mechanisch stabilisiert. Die Stabilisierung kann durch Ausgießen mit einem Binde- bzw. Füllmaterial, bevorzugt mit langkettigen Kohlenwasserstoffen, erfolgen. Im Volumen des Kollimators (230) können filigrane Strukturen entstehen, welche empfindlich gegenüber mechanischen Störungen sind. Um diese Strukturen zu stabilisieren, können diese durch ein für die Strahlung transparentes Material verfestigt sein.

**[62]** Eine Gammakamera umfasst vorzugsweise einen Kollimator und einen flächenhaften, vorzugsweise gekrümmten, Matrixdetektor. Weiterhin kann eine Gammakamera ein Gehäuse umfassen, wobei das Gehäuse eine Abschirmung (315) aufweist.

**[63]** Vorzugsweise umfasst eine Gammakamera zur Erzeugung eines Abbildes eines strahlenden Objektes, dessen Strahlen penetrierende Eigenschaften haben, die nur mit dickeren Schichten eines für die Strahlen dichten Materials abgeschirmt werden können, bestehend aus einem rotierenden Kollimator mit einem oder mehreren Spalten für die Strahlenpassage, deren Innenwände von der Gesetzmäßigkeit von Regelflächen abweichen, mit angepasstem Abschirmgehäuse mit ergänzender innerer Abschirmung, das Raum für Detektoren unterschiedlicher Bauart und Funktionsweisen lässt, wobei die funktionale Ausführung sich durchgehend parametrisch beschreiben lässt, um sie an unterschiedliche Anforderungen in verschiedenen Anwendungen anzupassen, beispielsweise in der Nuklearmedizin, in der zerstörungsfreien Prüfung, im Strahlenschutz, in der Sicherheit von kerntechnischen Anlagen und bei deren Rückbau, bei der Bestandsaufnahme in Lagern von radioaktiven Abfällen, beim Lokalisieren von vagabundierenden Strahlenquellen, bei bildgebenden Röntgenrückstreuverfahren, allgemein bei der Ortung von Strahlenquellen jeglicher Art, auch von solchen mit hochenergetischer Gammastrahlung, wobei

a) die funktionellen Formen der Komponenten und die Arbeitsweise der Kamera anhand folgender Parameter durchgehend und hinreichend beschrieben werden kann: dem maximalen Radius  $r$  des Kollimators zur Auswahl eines Strahlenbündels für die Bildgebung als Rotationskörper, wobei eine ausreichende Abschirmung gewährleistet sein muss, der Radius  $f$  des Kreisbogens (20), auf dem alle Brennpunkte  $F$  liegen, welche alle den Ordinatenwert  $y = 0$  besitzen und von jedem bildgebenden Strahl detektorseitig (50) durchlaufen werden, der Variablen  $u$  für den Weg von  $-r$  nach  $r$  durch die zentrale Rotations- und Torsionsachse (210), der Torsionskonstante  $c_T$ , mit der die

Brücke zwischen dem horizontal ausgerichteten Torsionswinkel  $\alpha$  und dem vertikalen Höhenwinkel  $\beta$  geschlagen wird, wobei  $\beta$  seinen Scheitel auf dem zu jedem Wert von  $\alpha$  zugehörigen Brennpunkt  $F$  hat, dem Rotationswinkel  $\varphi$  für die Vorgabe der horizontalen Richtung, den Abstandswinkel  $\xi$  zwischen benachbarten Spalten bei der Ausführung eines Kollimators mit mehreren Spalten, dem Halbwinkel  $\zeta$  mit Scheitel im Brennpunkt  $F$  für die Spaltöffnung bei konischem Verlauf des zum Detektor führenden Strahlenbündels und der Halbbreite  $a$  des Spalts gemessen vom Zentrum des Strahls (50) bzw. (52) zu den Spaltinnenwänden bei einem konischen Spaltverlauf, wobei

b) die Grenzen für den Torsionswinkel  $\alpha$  mit  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  zu beiden Seiten unterschiedlich festgelegt werden können, womit die zugehörigen Mindesthöhen  $h_1$  und  $h_2$  des Kollimators über die Torsionskonstante  $c_T$  festgelegt sind [Dies ist ein Ansatz zur Beschränkung des Spaltenverlaufs, um den Einfall inverser Strahlen auf den Detektor zu vermeiden. Wenn  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  gleiche Vorzeichen haben, trifft das auch auf  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  zu. Dann ist der Strahlenfächer eingangsseitig nur auf den einen Kollimatorteil begrenzt (z.B. oberhalb der Koordinatenursprungsebene) und ausgangsseitig nur auf den anderen (z.B.) unteren. Dies ist eine wirksame Maßnahme gegen den Einfall inverser Strahlen.],

c) der Wertebereich für die Torsionskonstante  $c_T$  mit diesen Vorgaben begrenzt ist auf  $|c_T| \ll \arctan(|h_{1,2}|/(f-r))/|\varepsilon_{1,2}|$ , auf jeden Fall aber deutlich größer als 0, gleichbedeutend mit keiner Torsion, zu sein hat,

d) sich diese Grenze für  $c_T$  entsprechend in Richtung  $|c_T| \ll \arctan(|h_{1,2}|/(f+r))/|\varepsilon_{1,2}|$  verschiebt, wenn  $f$  und  $r$  nahe beieinander liegen,

e) sich aus den Grenzwinkeln  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  für den vertikalen Abbildungsbereich Richtwerte für die prinzipiell frei wählbaren Kollimatorhöhen  $h_1$  und  $h_2$  ergeben, in dem sich der Höhenwinkel  $\beta$  mit Scheitel im Brennpunkt  $F$  bewegen kann [Impliziert eine Einschränkung (Halbierung) des durch den Kollimator verlaufenden Strahlenfächers wenn  $\gamma_{1,2}$  vorzeichengleich sind.],

f) die Grenzwinkel  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  in dem Bereich  $0 \ll |\gamma_{1,2}| \ll \arctan(|h_{1,2}|/(f-r))$  liegen müssen,

g) sich der Bereich zwischen den Grenzwinkeln  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  in Richtung  $\arctan(|h_{1,2}|/(f+r))$  verengt, wenn  $f$  und  $r$  nahe beieinander liegen,

- h) der horizontale Abbildungsbereich vom abschirmenden Gehäuse und Detektorgröße zwischen den beiden horizontalen Winkeln  $\eta_1$  und  $\eta_2$  mit dem Scheitel im Ursprung  $O$  des Koordinatensystems liegt,
- i) die Tiefe des sensitiven Volumens (300) bzw. (320) im Detektor einen Wert zwischen den Entfernungen  $d_1$  und  $d_2$  hat, gemessen ab dem Kreisbogen (20) mit den Brennpunkten  $F$ ,
- j) die bildbestimmenden Variablen  $\alpha$  und  $\varphi$  sind,
- k) der Kollimator bestehend aus einem Gammastrahlen absorbierenden Material eine rotationssymmetrische Form besitzt, die in einem einfachen Fall zylindrisch ist, aber davon abweichen kann, um, unter Beibehaltung einer für eine ausreichende Abschirmung erforderlichen Schichtdicke, Gewicht einzusparen,
- l) die Außenform des Kollimators (200) parametrisch als Rotationskörper beispielsweise mit  $\vec{k} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \cdot \cos(\beta) \cdot \cos(\varphi) \\ r \cdot \cos(\beta) \cdot \sin(\varphi) \\ f \cdot \tan(\beta) + r \cdot \sin(\beta) \end{pmatrix}$  beschrieben werden kann, worin  $\beta$  einen vertikalen Winkel für die Strahlenpassage der beschriebenen Art mit Scheitel im Brennpunkt  $F$  auf der Höhe  $z = 0$  und  $r$  den Außenradius auf der x/y-Ebene des zugrundeliegenden Koordinatensystems (10) in der Höhe  $z = 0$  darstellt [Beschreibt eine Hüllkurve, aus der hervorgeht, dass der Kollimator eine sich nach oben und unten verjüngende Form hat und besonders effektiv bei  $f \leq r$  ist (Brennkreis an der Oberfläche oder innenliegend).],
- m) der Raum für das sensitive Volumen (300) bzw. (320) des Detektorsystems den Bereich umfasst, der von den horizontal liegenden Winkeln  $\eta_1$  und  $\eta_2$ , ausgehend vom Koordinatenursprung  $O$ , sowie den vertikalen Höhenwinkeln  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  und der Tiefe  $d_1$  und  $d_2$ , beides ausgehend vom, bzw. mit Scheitel im Kreisbogen (20) mit den Brennpunkten  $F$ , begrenzt ist, der in der Tiefe nicht mit der Außenseite (200) des Kollimators kollidieren darf und eine Wölbung besitzen kann, die beispielsweise parametrisch mit  $\vec{v} = \begin{pmatrix} (f + d_{1,2} \cdot \cos(\gamma_{1,2})) \cdot \cos(\varphi) \\ (f + d_{1,2} \cdot \cos(\gamma_{1,2})) \cdot \sin(\varphi) \\ \pm d_{1,2} \cdot \sin(\gamma_{1,2}) \end{pmatrix}$  beschrieben werden kann, worin die Winkel  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  ihren Scheitel in den dazugehörigen Brennpunkten  $F$  haben und der Winkel  $\varphi$  seinen Scheitel im Koordinatenursprung  $O$ ,

n) der Raum für das sensitive Volumen (300) bzw. (320) auf hintereinander geschaltete Detektoren aufgeteilt werden kann, beispielsweise in (320) zwischen dem Kreisbogen (20) mit den Brennpunkten  $F$  und in (300) außerhalb des Kreisbogens (20), zu dem Zweck, dass die getrennten Detektoren in einer Koinzidenzschaltung für die Erkennung von Strahlen ausschließlich aus dem Kollimator (230) zusammengeschaltet sind,

o) die innere Abschirmung im Gehäuse (315) die Aufgabe übernimmt, invers und seitlich einfallende Strahlen, die das aufzunehmende Bild stören, auf verschiedene Art und Weise zu absorbieren [Die Stellung der (Außen-)Wand (315) übernimmt die Aufgabe der Abschirmung (310) (Spaltblende zwischen rotierender Blende und Detektor), die dann anderweitig entfallen kann. Es wird also die Aufgabe, invers einfallender Strahlen auszublenden, quasi vom Brennkreis auf der Oberfläche bzw. im Inneren übernommen, unter der Voraussetzung gleicher Vorzeichen von  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$ .].

**[64]** Insbesondere kann der Kreisbogen (20) für alle Brennpunkte  $F$  mit dem Radius  $f$  einer Gammakamera kleiner ausfallen kann als der maximale Außenradius  $r$  des Kollimators, wodurch die Brennpunkte auch auf der Oberfläche (200) oder innerhalb des Kollimatorkörpers (230) zu liegen kommen [Hierdurch kann der Detektor auf eine gekrümmte Zeile reduziert werden, wobei die Bildordinate (Höhe) über die Rotationsphase bestimmt wird, die z.B. durch eine Lichtschranke ermittelt werden kann.].

**[65]** Vorzugsweise weisen der Spalt oder die Spalten im beschriebenen Kollimator sowie die dazugehörigen Wände eine Form auf, die folgendermaßen beschrieben werden kann:

- durch die Torsion, beschreibbar mit dem Tensor

$$T = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{f+u}{h} \cdot \tan(c_T \cdot \alpha) \end{pmatrix}, \text{ der die Torsionskonstante } c_T \text{ enthält, die}$$

Spaltinnenwände eine Schräge mit dem Winkel  $\delta$  zur z-Achsenrichtung erhalten, die in Abhängigkeit von  $\alpha$  und  $u$  mit einer dieser Beziehungen beschrieben werden kann (5 a-c):  $\delta = \arctan\left(\frac{u \cdot \pi \cdot \alpha / 180^\circ}{(f+u) \cdot \tan(c_T \cdot \alpha)}\right)$ ,  $\delta = \arctan\left(\frac{u}{c_T \cdot (f+u)}\right)$  bei kleinen Winkeln  $\alpha$  bzw.  $\delta = 90^\circ - \arctan\left(\frac{c_T \cdot (f+u)}{u}\right)$  wenn sich  $u$  dem Wert  $-f$  nähert [Die Form der Spaltinnenwände kann von der Regelflächenform der zugehörigen Zentralfläche abweichen.].

**[66]** Vorzugsweise werden die Spaltinnenwände (73) des beschriebenen Kollimators durch die Torsion und Schrägstellung für einen Durchlass eines Strahlenbündels (55) mit folgenden Eigenschaften so geformt, dass

- a) dieses Strahlenbündel durch einen Brennpunkt  $F$  auf dem Kreis (20) und durch die zentrale Drehachse (210) für die Rotation und auch für die Torsion führt,
- b) der Strahlendurchlass beispielsweise einen annähernd kreisförmigen Querschnitt mit dem Radius  $a$  besitzt, der längs des Weges durch den Kollimator (230), der mit der Variablen  $u$  mit den Werten von  $-r$  nach  $r$  beschrieben wird,
- c) der Querschnitt der Strahlenpassage längs seines Weges durch den Kollimator (230) beispielsweise mit einem festen Radius  $a$  konstant bleibt und somit ein zylindrisches Strahlenprofil erzeugt wird,
- d) dieser Querschnitt längs des Weges mit einer Funktion  $a(u)$  veränderlich gestaltet werden kann, beispielsweise zum Brennpunkt  $F$  hin sich mit dem Winkel  $\zeta$ , der beispielsweise seinen Scheitelpunkt im Brennpunkt  $F$  oder dahinter auf der Verlängerung des Strahls (50) über den Brennpunkt  $F$  hinaus haben kann, abnehmen kann und somit dem Strahlenbündel ein konisches Profil verleiht,
- e) ein beispielsweise kreisrundes Schnittprofil durch das Strahlenbündel (55) immer dann, wenn es nicht durch den Koordinatenursprung  $O$  verläuft, im senkrechten Anschnitt ein ellipsenförmiges Erscheinungsbild bekommt, jeweils unterschiedlich für ein zylindrisches (153) oder ein konisches (154) Strahlenprofil,
- f) das zylindrische Strahlenprofil mit  $g_z = a/\cos(\beta)$  und  $a(u) = \pm a$  nur vom Parameter  $a$  abhängt,
- g) das konische Strahlenprofil mit  $g_k = (f + u + w) \cdot \frac{\tan(\beta+\zeta) - \tan(\beta-\zeta)}{2}$  und  $a(u) = (f + u + w) \cdot \tan(\pm\zeta)$  beispielsweise vom Parameter  $\zeta$  bestimmt wird,
- h) wenn einer der Parameter  $a$  oder  $\zeta$  den Wert 0 annimmt, der andere größer als 0 zu sein hat, um eine Strahlenpassage zu ermöglichen,
- i) die Mitte  $M$  des Strahlenbündels, welche das Zentrum der durch den senkrechten Schnitt erzeugten Ellipse (153) bzw. (154) bildet, als  $h_M = (f + u + w) \cdot \frac{\tan(c_T \cdot \alpha + \zeta) + \tan(c_T \cdot \alpha - \zeta)}{2} - w \cdot \tan(c_T \cdot \alpha)$  berechnet wird,
- j) bei mehreren Spalten jeder einzelne auf den vorangehenden in einem Abstand vom Winkel  $\xi$  folgt, d.h. nach einer Rotation mit dem Winkel  $\varphi = n \cdot \xi$  setzt ein neuer Spalt an, wobei  $n$  die Nummer des auf den ersten Spalt folgenden Spalts ist.

**[67]** Insbesondere können beide Strahlenprofilformen im beschriebenen Kollimator, zylindrisch und konisch, nach  $a(u) = (f + u) \cdot \tan(\zeta) / \cos(\beta) < a_{fest} \Rightarrow a(u) := a_{fest}$  an Stellen kombiniert werden, an denen ein Engpass durch die Lage der zugehörigen Brennpunkte  $F$  auf der Kollimatoroberfläche (200) oder in dessen Innerem (230) entstehen kann, wobei für die Berechnung der Mitte  $M$  des Strahlenbündels (55) der Parameter  $\zeta$  seinen Wert beibehält.

**[68]** Im beschriebenen Kollimator können durch eng aneinander gesetzte Spalten und mit dadurch entstandenen sehr filigran ausfallenden Strukturen entstehen. Diese werden in einem solchen Fall vorzugsweise mittels eines für Gammastrahlen transparenten Materials in den Spalten oder zumindest in den Außenbereichen mechanisch stabilisiert.

**[69]** Insgesamt ist die zuvor beschriebene Gammakamera vorzugsweise in ihrer gesamten Ausführung skalierbar, womit Dicken von abschirmenden Schichten den zu erwartenden Strahlenverhältnissen angepasst und dabei Größe und Gewicht auf ein notwendiges Maß reduziert werden können, ohne dabei die Bildwiedergabe mit ihren Merkmalen zumindest wesentlich zu verändern.

**[70]** Invers einfallende Strahlen (51), die einen Brennpunkt  $F$  auf dem Kreisbogen (20) in der Höhe  $z = 0$  auf der vom Detektor abgewandten Seite des Kollimators (230) durchlaufen, werden mit folgenden Maßnahmen unterdrückt:

a) unabhängig vom gesamten mechanischen Aufbau der Gammakamera auf elektronischem Wege bestimmte Detektorbereiche, die in bestimmten Phasen einer Rotation von den inversen Strahlen (51) getroffen werden können, beispielsweise mittels Aktivierung und Deaktivierung mit der Rotationsbewegung des Kollimators synchronisiert werden können [Eine Taktung kann als elektronische Maßnahme zur Einsparung der Zwischenabschirmung (310) erfolgen.],

b) außerhalb der Kollimatoroberfläche (200) die Abschirmung (315) direkt an den Raum, der mit dem oben genannten Vektor  $\vec{v}$  beschrieben wird, in dem sich das sensitive Volumen eines Detektorsystems befindet, herangeführt werden kann, wobei am Kreisbogen (20) der Brennpunkte  $F$  ein horizontaler Spalt (340) für die Strahlenpassage ausgespart wird und in dessen Nähe die Absorptionsstrecke für invers einfallende Strahlen beispielsweise nach  $s = \frac{4 \cdot f / \cos(\beta_{inv})}{\frac{\tan(\gamma)}{\tan(\beta_{inv})} - \tan(\gamma)}$  berechnet werden kann, worin  $\beta_{inv}$  den

Höhenwinkel eines invers einfallenden Strahls mit Scheitel im zugehörigen Brennpunkt

auf der Objektseite des Kollimators bezeichnet, um damit die Gesamtform der Kamera entsprechend den jeweiligen Anforderungen zu gestalten,

c) auf der Kollimatoroberfläche (200) oder innerhalb des Kollimatorkörpers (230) durch eine besondere Ausführung eines Kollimators, in dem  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  mit demselben Vorzeichen versehen werden bzw.  $\varepsilon_1 = 0$  oder  $\varepsilon_2 = 0$  gesetzt wird, wodurch Strahlen nur von oberhalb der im Koordinatenursprung  $O$  des Koordinatensystems (10) liegenden x/y-Ebene zur unteren oder, je nach Anordnung des sensitiven Volumens des Detektors (300), umgekehrt von unten nach oben durch den Kollimator gelangen können,

d) zusätzlich durch entsprechende Positionierung und/oder Schrägstellung der Boden- oder Deckenabschirmung relativ zur Ausrichtung des Kollimators (230), inverse Strahlen (51) vorzugsweise aus horizontalnahen Richtungen auf die innere Abschirmung (315) und nicht mehr auf den Detektor treffen.

**[71]** Das seitliche Eindringen von Strahlen zwischen Kollimator und äußerer Abschirmung an Stellen der Spaltöffnungen lässt sich vorzugsweise durch seitliches Abdecken bzw. Verringerung des horizontalen Blickwinkels mindestens über einen erforderlichen Bereich verhindern, der sich beispielsweise nach  $|\Delta\alpha| \gg \frac{2 \cdot \alpha \cdot 180^\circ / \pi}{c_T \cdot (r+f)}$  berechnen lässt [Hierbei handelt es sich um eine Maßnahme gegen die „Bypass-Strahlen“, besonders bei reduziertem Kollimatorvolumen. Daraus folgt die Berechnungsgrundlage für die notwendige Größe der Abschirmung.].

**[72]** Insbesondere weist die beschriebene Gammakamera die Möglichkeit auf, mit bereits vorhandenen flächenhaften Matrixdetektoren kombiniert zu werden, indem der Raum für das sensitive Volumen (300) eines Detektorsystems soweit vom Kollimator weggehend vergrößert wird, bis der vorhandene Detektor darin integriert werden kann.

**[73]** Die beiliegenden Zeichnungen veranschaulichen die parametrische Beschreibung der Gammakamera, insbesondere die Gestaltung des rotierenden Kollimators mit dem Spalt oder den Spalten für die Strahlenpassage. Ebenso enthalten sind funktionelle Aspekte der Gehäuseform und des sensitiven Volumens eines Detektors.

Es zeigen:

Fig. 1: Punkt  $P$  in dem Koordinatensystem (10) mit Ursprung  $O$  mit seinen kartesischen und polaren Koordinaten und den vom Brennpunkt  $F$  in der x/y-Ebene (11) durch den Koordinatenursprung  $O$  ( $z = 0$ ) auf diesen Punkt weisenden Vektor  $\vec{p}$ . Weiterhin ist ein

Rotationskörper mit der Außengrenze (200) und dem Radius  $r$  um die Rotationsachse (210) und den Höhen  $h_1$  und  $h_2$ , ausgehend von der x/y-Ebene (11), gezeigt, der den Kollimator (230) ausmacht. Die Höhen  $h_1$  und  $h_2$  müssen nicht einander gleich sein.

Fig. 2: Volumenreduktion des Kollimatorkörpers (230) zur Gewichtsreduktion. Der Radius  $r$  der Außengrenzen (200) lässt sich ohne Einschränkung der Abschirmung in einer reduzierten Höhe  $h_{red}$  auf einen Wert  $r_{red}$  verengen.

Fig. 3: Kollimator mit einer schneidenden Fläche (90) für die Strahlenpassage durch den Rotationskörper (230) mit den Außengrenzen (200) und der Rotationsachse (210) und dem Schnittpunkt (21) der begrenzenden Geraden (80), hier noch ohne Torsion. Die Höhen  $h_1$  und  $h_2$  müssen nicht gleich sein. Nach Rotation und Torsion um den Winkel  $\alpha$  wird die ebene Fläche (90) zur Regelfläche (100). Wenn der Punkt (21) mit seinem Vektor  $\vec{p}$  und seinem Brennpunkt  $F$  an derselben Stelle verbleiben soll, verschiebt sich die Position des Punktes (21) entsprechend. Mit der Torsion wird hier auch der Rotationswinkel  $\varphi$  angepasst. Die Torsion in den Richtungen (30) bewirkt ein Wandern des Brennpunktes  $F$  auf dem Kreisbogen (20) in Abhängigkeit des Winkels  $\beta$ , wodurch die Lage des Punktes  $P$  bei bestehender Torsion nur noch durch die beiden Variablen  $\beta$  und  $u$  festgelegt ist.

Fig. 4: Auswirkung von Torsionen unterschiedlichen Ausmaßes aus dem Blick von oben. Durch eine Torsion wandert der Punkt (22) auf dem Kreis (120) in der Höhe  $h$  in Richtung (31) zur Position  $P$ . Auf der Linie (101) liegen alle Punkte, die vor der Torsion senkrecht übereinander lagen. Von der Fläche (100) wird zusätzlich der Teil (110) abgetrennt, der von der Rotationsachse (210) aus gesehen jenseits aller möglichen Brennpunkte  $F$  liegt und hier gestrichelt gekennzeichnet ist.

Fig. 5: Ausdehnung des Kollimatorkörpers (230) mit seinem Radius  $r$ , seinen Außengrenzen (200), Körperhöhen  $h_1$  und  $h_2$  und einer tordierten Spaltfläche (100) mit den Seitenlinien (101) und (102) in Relation zum Kreisbogen (20) mit den Brennpunkten  $F$ . Die Torsionsrichtung ist mit Pfeilen (31) angegeben, sie ist oberhalb und unterhalb der x/y-Ebene (11) entgegengesetzt.

Fig. 6: Gestaltungsmöglichkeiten eines oder mehrerer Spalten zur Ausnutzung einer vollen Rotation des Kollimators (230) um seine Achse (210) zur Bildgebung, oben mit drei Spalten, die jeweils um einen Winkel  $\xi$  versetzt sind, unten mit einer Torsion um einen vollen Winkel von  $\varepsilon_1 = -180^\circ$  bis  $\varepsilon_2 = 180^\circ$ .

Fig. 7: Eintreffen eines regulären (50) und eines invers einfallenden Strahls (51) auf das sensitive Volumen eines Detektors (300) mit Blickwinkeln von  $\eta_1$  und  $\eta_2$  von der Mittelrichtung, entsprechend der x-Achse, ausgehend, die nicht gleichgroß sein müssen. Zusätzlich wird das Prinzip eines Abschirmschildes (310) gezeigt, um invers einfallende Strahlen (51), die durch einen auf der detektorfernen Objektseite des Kollimators liegenden Brennpunkt  $F_{inv}$  verlaufen, vom sensitiven Volumen des Detektors (300) fernzuhalten. Ein waagerechter Spalt (330) lässt die regulären Strahlen (50) passieren.

Fig. 8: Einrichtung zur optimalen Ausblendung invers einfallender Strahlen (51), die sonst im sensitiven Volumen des Detektors (300) mit regulären (50) kollidieren würden. Besonders flach einfallende inverse Strahlen mit kleinem Neigungswinkel  $\beta_{inv}$  sind ein Problem, dem mit einer effektiven Abschirmung von der Gehäuseseite (310) entgegen zu wirken ist. Enthalten sind alle Teilparameter zur Berechnung einer möglichst optimalen Absorptionsstrecke  $s$  für einen invers einfallenden Strahl (51).

Fig. 9: Variante zur Abschirmung von invers einfallenden Strahlen (51) durch eine eingeschränkte Strahlenführung durch den Kollimator mit der Lage aller Brennpunkte  $F$  auf der Oberfläche (200) und entsprechender Ausrichtung von oberer und unterer Gehäusewand (315). Die Höhe  $h_2$  ist bei der Anlage der Spaltausrichtung auf 0 gesetzt, wodurch Strahlen (50) nur von der oberen rechten Objektseite in die linke untere Detektorseite verlaufen können. Alle invers einfallende Strahlen treffen entweder auf einen Teil der oberen Abschirmung (315) oder gelangen erst gar nicht ins Gehäuseinnere. Zur Vermeidung waagrecht invers verlaufender Strahlen ist die obere Abdeckwand (315) des Gehäuses leicht nach unten geneigt.

Fig. 10: Ausführungsvariante zur Verhinderung des Eindringens invers verlaufender Strahlen (51) mit gedrungener Bauform, die durch im Kollimatorvolumen (230) liegende Brennpunkte  $F$  zu erreichen ist. Alle regulär einfallenden Strahlen treten durch den Kollimator (230) in den Gehäuseraum mit dem sensitiven Volumen (300) des Detektors. Durch eine von der Zylinderform abweichende Gestaltung der Außenform des Kollimators (200) wird eine kleinere Gerätegröße und somit auch eine zusätzliche Gewichtersparnis erreicht.

Fig. 11: Elektronische Variante zur Ausfilterung invers einfallender Strahlen gegenüber regulären (50), ohne auf mechanische Abschirmung zurückzugreifen, mit der Möglichkeit, Compton-Effekte ähnlich wie in einer Compton-Kamera zu nutzen. Basis ist hier die Anordnung von zwei sensitiven Volumina (300) und (320) von Detektoren, letzteres zwischen dem Kreisbogen (20) und dem Kollimator, das andere (300) jenseits dieses

Bogens (20). Der Kollimator zwischen dem inneren Detektorvolumen (300) und dem Objektpunkt  $P$  ist der Übersichtlichkeit halber in der Zeichnung weggelassen worden, nur die Drehachse (210) ist eingezeichnet. Diese Ausführung kann mit deutlich weniger Abschirmmaterial auskommen.

Fig. 12: Grundlagen und Parameter für ein Spaltlumen für die Passage von Strahlen (52). Ausgehend von der Darstellungsweise eines senkrecht stehenden Profils (57) quer zur Strahlrichtung werden hier grundlegende Parameter für die Spaltform und -breite vorgestellt, der Abstand  $a$  von der Strahlenmitte zu je einer Seitenwand und der Öffnungshalbwinkel  $\zeta$  einer konischen Strahlenführung mit Scheitel im Brennpunkt  $F$ , die sich zur Objektseite hin öffnet. Das durch den Kollimator laufende Strahlenbündel wird durch die Geraden (65) begrenzt, die aber nicht durchgängig eine der Spaltinnenwände berührt, sondern aus der Gesamtpassage des Strahlenbündels durch den Kollimator resultieren.

Fig. 13: Abrollen der Bogenstrecke (160) vom Ausgangspunkt (22) vor einer Torsion zu seinem Zielpunkt  $P$  nach Torsion, um die Schrägstellung der Innenwände, ausgedrückt durch den Winkel  $\delta$ , bzw. die Steigung  $v$  der Abstandsstrecke zwischen ihnen zu bestimmen. Durch die Torsion erfahren die ursprünglich senkrecht stehenden Innenwände eine Verzerrung über die Strecke (160) in der Höhe  $h$ , woraus sich die bezeichneten Winkel ergeben.

Fig. 14: Steigung der Abstandsstrecken (70) zwischen den Spaltwänden entlang eines Strahls (50) in Aufsicht und Seitenansicht mit der tordierten Fläche (100) und dem Bogen (20) für die Brennpunkte  $F$ . Die Breite des Spaltlumens (54) ist zur Verdeutlichung übertrieben dargestellt.

Fig. 15: Beschreibung eines zylindrischen und eines konischen Strahlenverlaufs mit senkrecht stehenden Strahlenprofilen quer zum Strahlenverlauf (52). Besonders sind die Unterschiede zwischen den Profilen beim zylindrischen (153) und konischen (154) Strahlenverlauf. Es sind die Punkte, Strecken und Winkel bezeichnet, die für die parametrische Beschreibung des Spalts durch den Kollimator für die Strahlenführung von Bedeutung sind,  $|\vec{p}|$  symbolisiert die Streckenlänge vom Punkt  $F$  zum Punkt  $P$ .

Fig. 16: Strahlenkanal (55) durch den Kollimator (230) mit von der Horizontalebene abweichendem Verlauf (50) mit Blick in den Strahlengang und in Seitenansicht, um  $90^\circ$  gedreht (190), zur Verdeutlichung vergrößert dargestellt. Die spiralig verlaufenden Wände (73) hüllen den Gang (55) in einer Breite (54), entsprechend der doppelten

Entfernung  $a$  von der Strahlenmitte auf der tordierten Fläche (100) kreisförmig ein. Zu sehen sind die Abstandsstrecken (70) von Wand zu Wand und die Linien der Berührungspunkte (75) zwischen dem Kanal (55) und den Seitenwänden (73), weiterhin die Verläufe der Eintritts- (101) und Austrittsöffnungen (102) des Spalts, hier vereinfacht mit dem Kreisbogen (20) für die Lage der Brennpunkte zusammenfallend dargestellt.

Fig. 17: Strahlenkanal (55) wie in Fig. 16 dargestellt, aber mit konischem Verlauf, der sich zwangsläufig am Kreisbogen (20) für die Lage der Brennpunkte verschließt. Zum Blick in den Strahlengang (oben) sind zusätzlich zwei Seitenansichten wiedergegeben, jeweils um  $90^\circ$  (190) und um  $270^\circ$  (192) gedreht. Deutlich ist das Zulaufen des Strahlengangs zum Brennpunkt  $F$  zu erkennen.

Fig. 18: Lösung des Problems eines zu einem Punkt zusammenlaufenden Strahlengangs, wie es in Fig. 17 dargestellt ist. Die Lösung besteht in einer Kombination von konischem und zylindrischen Verlauf. Letzterer ist in der Nähe des Brennpunktes  $F$  notwendig, um überhaupt eine Strahlenpassage zu ermöglichen. Sowohl die schematische Darstellung als auch der Blick in den Strahlenkanal (55) zeigen die trichterförmige Form der Strahlenführung zur Anpassung bzw. Optimierung der Bildqualität.

Fig. 19: Zusammenfassung der möglichen Anordnungen eines zylindrischen, konischen und kombinierten Strahlengangs.

Fig. 20: Anforderungen für Bereiche, in denen sich Räume der sensitiven Volumina (300) bzw. (320) von Detektoren beiderseits des Kreisbogens (20) für die Brennpunkte  $F$  befinden können. Die Tiefen  $d_1$  und  $d_2$  solcher Bereiche können innerhalb und außerhalb des Kreisbogens (20) unterschiedlich sein.

Fig. 21: Spaltlumen (340) im Abschirmgehäuse am Kreisbogen (20) mit den Brennpunkten  $F$  für die Strahlenpassage.

Fig. 22: Beispiel eines Aufbaus eines Gehäuses für eine Gammakamera auf einem handelsüblichen Flachdetektor (360) mit Aussparung für den Kollimator und dessen Halterung.

Fig. 23 : Problem von seitlich, die Kollimatoroberfläche (200) in einer Spaltöffnung (101) schneidenden Richtung vorbeilaufender Strahlen (79) mit ihrem Steigungswinkel  $\sigma$  und den beiden Punkten P1 und P2 auf der Linie (101), durch die dieser Strahl verläuft, und deren Abstand (89) auf der x/y-Ebene (11). Die Spaltbreiten (54) sind zur Verdeutli-

chung übertrieben groß dargestellt.

**[74]** Durchgängig im gesamten Text und allen Figuren werden folgende global verwendete Bezugsbezeichnungen für Details, geometrische Größen, Strecken und Winkel, Strahlen, Flächen und Bauteile verwendet:

- 1 parametrische Beschreibung, mit der sich ein Kollimator (230) mit seiner Oberfläche (200) darstellen lässt,
- 2 Festlegung der Grenzwinkel  $\gamma_{1,2}$  zur Erhaltung eines geschlossenen Kollimatorkörpers (230),
- 3 Tensor  $T$  für die Torsion für die Überführung aller Strukturen, die sich auf einer Ebene der Fläche (90) befinden, in eine auf der Regelfläche (100),
- 4 parametrische Beschreibung eines Spalts ohne Rotation,
- 5 a-c Formeln für die Berechnung des Winkels  $\delta$  zur Beschreibung der Spaltinnenwandschrägen,
- 6 Formel zur Berechnung der Höhe  $h_M$  der Strahlenmitte im Punkt  $M$ ,
- 7 a-c Formeln zur Berechnung der Parameter für die ellipsenförmigen Profile (153) und (154) der Strahlenprofile,
- 8 vollständige parametrische Beschreibung eines senkrechten Schnittprofils eines Spalts im Kollimator,
- 10 Koordinatensystem mit den Achsen  $x$ ,  $y$  und  $z$ ,
- 11  $x/y$ -Ebene durch den Koordinatenursprung  $O$  im Koordinatensystem (10),
- 20 Kreisbogen mit dem Radius  $f$  auf der  $x/y$ -Ebene (11), auf dem sich der Brennpunkt  $F$  nach der Torsion bewegt, auch mit „Brennkreis“ bezeichnet,
- 21 Schnittpunkt der Begrenzungsgeraden der senkrecht stehenden Ausgangsfläche (90) als Leitstruktur für die Spaltführung vor der Torsion, gleichzeitig Scheitelpunkt des senkrecht stehenden Winkels  $\beta$  unter

- derselben Bedingung,
- 22 Punkt auf einem Kreis (120) des Kollimators in einer Höhe  $h$  auf der Fläche (90) vor der Torsion, der sich durch diese zur Stelle  $P$  verschoben wird,
  - 23 Punkt auf dem Kreisbogen (20), der aus dem Punkt (21) aus der Torsion und der damit verbundenen Bewegung der Geraden (80) nach (83) entstanden ist,
  - 25 Schnittpunkt aller Strahlen eines konisch verlaufenden Strahlenbündels durch den Strahlenkanal (55), unabhängig von der Lage innerhalb außerhalb des Kollimatkörpers (230), gleichbedeutend mit einem bestimmten Brennpunkt  $F$ ,
  - 30 Richtung der Torsion mit einer gegebenen Torsionskonstante  $c_T$ ,
  - 31 Bewegungsrichtung eines Punktes  $P$  durch die Torsion auf einem waagerechten Kreis um die z-Achse bzw. Drehachse (210) innerhalb oder auf den Grenzen des Kollimators als Rotationskörper (200),
  - 50 Strahl von einem Objektpunkt ausgehend in die Kamera durch den langen Spalt (101) in Richtung Detektor (300), bezeichnet auch die Strahlenmitte,
  - 51 invers verlaufender Strahlengang auf der Spaltfläche (100) in umgekehrter Richtung mit Lage des Brennpunktes  $F_{inv}$  auf der Objektseite der Kamera,
  - 52 geometrischer Strahl ausgehend vom Brennpunkt  $F$  bzw. in dessen gedrehter Lage  $G$  mit dem Steigungswinkel  $\beta$ , d.h. in Richtung  $\vec{p}$ , unterscheidet sich von (50) nur in Anfangspunkt und Richtung,
  - 54 Breite des Spaltlumens an der Eintrittsöffnung (101), entspricht  $2 \cdot a$ ,
  - 55 Strahlenkanal durch den Kollimator, zylindrisch oder konisch,
  - 57 senkrechte Profilfläche eines Strahlenbündels, bildlich als Fenster dargestellt, für einen Strahl (52) durch den Kollimator (230) mit Strahlen zum Brennpunkt  $F$ ,

- 65 rundes Profil eines Strahlenbündels durch den Kollimator (230) mit Eintritts- und Austrittsöffnung in vertikaler Lage bzw. in Strahlrichtung (52),
- 67 Randstrahlen eines Strahlenbündels durch einen Strahlenkanal (55),
- 68 Verlauf von Randstrahlen (67) bei einem Strahlenkanal mit parallel verlaufenden Wänden (73) zum Vergleich,
- 70 Abstandsstrecken von Wand zu Wand quer zur Spaltrichtung, die sich aus der Torsion ergeben,
- 73 Spaltseiten- bzw. Innenwand, eine Seite eines Flächenpaares,
- 74 Richtung der Spaltwände (Pfeile) als Tangenten (Wandschräge) in den Berührungspunkten  $B$  zu den elliptischen Schnittprofilen (153) bzw. (154), die auch die Schräge der Innenwand (73) an dieser Stelle mit dem Winkel  $\delta$  angibt,
- 75 Linie der Berührungspunkte  $B$  zwischen Spaltinnenwand und Querschnitt des Strahlenbündels durch den Kollimator,
- 78 Lücke an der Kollimatoroberfläche (200), entstanden durch eine Spaltöffnung entlang der Linie (101), prinzipiell auch (102),
- 79 seitlich passierender Strahl durch die bzw. entlang der Spaltöffnungen an der Oberfläche (200) des Kollimators,
- 80 Begrenzungsgerade nach oben bzw. unten für die senkrecht stehende Fläche (90), die durch die Rotationsachse (210) und den Scheitelpunkt (21) des Winkels  $\beta$  vor der Torsion verläuft, gleichzeitig Schenkel für die Winkel  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$ ,
- 83 Gerade, die durch eine Torsion um den Winkel  $\alpha$  in den Richtungen (30) aus der Geraden (80) entstanden ist,
- 87 gleichschenkliges Dreieck aus der Entfernung der Punktlagen  $P_1$  und  $P_2$  (89) und den dazugehörigen Radien  $r$ ;

- 89 Abstand auf der x/y-Ebene (11) zwischen zwei Punkten  $P_1$  und  $P_2$  seitlich auf der Oberfläche des Kollimators (200) im Spalteingang (101), gleichzeitig Basis eines gleichschenkligen Dreiecks mit  $\Delta\alpha$  an der Spitze,
- 90 ebene Ausgangsfläche, senkrecht auf der x/y-Ebene (11) stehend, die durch zwei Geraden mit den Anstiegswinkeln  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  durch den Punkt (21) bzw. F laufen, und den Kollimatkörper (230) schneidet,
- 100 Regelfläche, die als Leitfläche aus der Torsion hervorgegangen ist, und die Mittelebene des Spalts durch den Kollimator ausmacht,
- 101 Linie von Punkten auf der Regelfläche (100) von der z-Achse ausgehend betrachtet gegenüber dem zugehörigen Brennpunkten F, die vor der Torsion senkrecht aufeinander standen, vorzugsweise Lage der Spaltöffnung zur Objektseite hin,
- 102 Linie von Punkten auf der Regelfläche (100) zwischen der z-Achse und den zugehörigen Brennpunkten F, gleichbedeutend mit Spaltöffnungspunkten zur Detektorseite hin, wenn sie auf der Kollimatoroberfläche liegen, vorzugsweise Lage der Spaltöffnung zur Detektorseite hin,
- 110 Teil der Regelfläche (100), die sich an den Brennkreis nach außen anschließt, d.h. dessen Strahlenteile nicht durch die z-Achse laufen,
- 120 beliebiger Kreis in einer Höhe  $h$  um die Rotationsachse (210),
- 152 kreisförmiger Querschnitt durch ein Bündel von Strahlen (52),
- 153 senkrecht stehendes ellipsenförmiges Profil eines zylindrischen Bündels von Strahlen (52) mit dem Punkt P als Mittelpunkt,
- 154 senkrecht stehendes ellipsenförmiges Profil eines konischen Bündels von Strahlen (52) mit dem Punkt M als Mittelpunkt,
- 155 Halbmesser (Radius) der Spaltöffnung in Abhängigkeit des Öffnungswinkels  $\xi$  bei konischem Strahlenverlauf,
- 156 Strecke zwischen den Punkten F und P, entsprechend  $f+u$ ,

- 157 Strecke (156) als Projektion in die Bildtiefe gezeichnet,
- 160 kreisförmige Wegstrecke vom Punkt (22) zum Punkt  $P$  für die Berechnung des Winkels  $\delta$  für die Wandschräge an dieser Stelle bzw. Strecke, welche durch Abrollen dieses Kreisbogens entsteht,
- 190 Drehung um  $90^\circ$  zwischen zwei Ansichten,
- 192 weitere Drehung um insgesamt  $270^\circ$  zur nächsten Ansicht
- 200 kreisförmigen Begrenzung des Kollimators als Rotationskörper mit dem (ggf. höhenabhängigen) Radius  $r$  um die z-Achse des Koordinatensystems, bzw. Rotationsachse (210), innerhalb seiner Körperhöhe  $h_1$  und  $h_2$ ,
- 201 kreisförmige Begrenzungen des Kollimators mit reduzierten, höhenabhängigen Radien  $r_{red}$  zur Gewichtseinsparung und Bezeichnung des entsprechenden Rotationskörpers,
- 210 zentrale Drehachse des Blendenkörpers, der von den kreisförmigen Begrenzungen (200) eingefasst ist, sowohl für die Torsion als auch für die Rotation,
- 230 Körper des Kollimators,
- 300 sensitives Volumen eines Bilddetektors außerhalb des Kreisbogens der Brennpunkte  $F$ ,
- 310 Abschirmung zwischen dem Kollimator, der um die Achse (210) rotiert, und dem sensitiven Volumen des Detektors (300) zur Ausblendung von invers einfallenden Strahlen (51),
- 315 Teil des Kameragehäuses zur Abschirmung nach außen,
- 320 sensitives Volumen eines Bilddetektors zwischen Kreisbogen (20) für Brennpunkte  $F$  und Kollimatoroberfläche (200), letzteres der Übersichtlichkeit wegen hier nicht eingezeichnet,

- 322 senkrecht stehender Umgrenzungskreis eines gewölbten sensitiven Volumens (300) oder (320) von Detektoren mit den Radien  $d_1$  bzw.  $d_2$ , der mit seinem Mittelpunkt auf dem Kreisbogen (20) in die Pfeilrichtungen (325) rotiert werden kann,
- 325 Ausbreitungsrichtung des sensitiven Volumens (300) und (320) von Detektoren bis zu den Grenzwinkeln  $\eta_1$  und  $\eta_2$ ,
- 330 Spalt in der Abschirmung (310) für den Durchlass bildgebender Strahlen (50),
- 340 Spaltlumen zwischen oberer und unterer Gehäuseabschirmung (315) am Kreis (20) der Brennpunkte  $F$ ,
- 345 Aussparung für Kollimator mit (Spalt-)Öffnung in Richtung Detektor,
- 360 sensitives Volumen eines Flachdetektors einer üblichen Bauart,
- $a$  Abstand der Spaltinnenwandflächen von der Spaltmitte, welche in der Ebene (100) liegt, ausgehend, gleichzeitig Radius (Halbmesser) des kreisrunden Querschnittsprofils eines Strahlenbündels (65), in Strahlrichtung (52) gesehen,
- $B$  Berührungspunkt zwischen elliptischem Profil (153) zw. (154) eines Strahlenbündels (65) und der Spaltinnenwand (73),
- $c_T$  Torsionskonstante, die den Verlauf eines Spalts (100) in einem Kollimator (230) charakterisiert,
- $d_1, d_2$  Radien von der Zentralachse (210) aus und Maß für die Tiefe von Bereichen von sensitiven Volumina (300) bzw. (320) von Detektoren jenseits des Kreisbogens (20) und zwischen diesem und dem Kollimatorkörper (230),
- $\vec{e}$  Vektor vom Mittelpunkt  $M$  zu allen Punkten der Ellipse (153) bzw. (154),
- $f$  Strecke, die die Entfernung zwischen dem Koordinatenursprung  $O$  und jedem Brennpunkt  $F$  bzw.  $F_{inv}$  auf dem Kreis (20) angibt,

- $F$  Scheitelpunkt des senkrecht stehenden Winkels  $\beta$  und Brennpunkt mit dem Ordinatenwert  $z = 0$ , der sich mit der Torsion um den Winkel  $\alpha$  und der Rotation der zylindrischen Blende (200) um den Winkel  $\varphi$  auf einem Kreisbogen mit dem Radius  $f$  bewegt,
- $F_{inv}$  Brennpunkt in entsprechender Rotationsstellung  $\varphi$  auf der Objektseite der Kamera, entspricht in seiner Position  $G$ ,
- $\vec{f}$  Vektor mit der skalaren Größe  $f$ , der den Kreisbogen (20) beschreibt, auf dem sich alle Brennpunkte  $F$  oder  $F_{inv}$  bewegen,
- $G$  Scheitelpunkt des Winkels  $\beta$  in einer gegenüberliegenden, d.h. um  $180^\circ$  gedrehten Position, entspricht in seiner Position  $F_{inv}$ ,
- $g$  Höhe des Ellipsenhalbmessers im senkrecht stehenden Profil (153) bzw. (154) eines Strahlenbündels,
- $g_z, g_k$  senkrechte Ellipsenhalbmesser bezogen auf ein zylindrisches und auf ein konisches Strahlenprofil,
- $h$  Höhe im Rotationskörper (230) im Abstand von der x/y-Ebene (11), die Indizes 1 und 2 stehen für die Höhe des Kollimators jeweils nach oben und nach unten der Index 0 für die Höhe der Strahlenpassage auf der z-Achse,
- $h_M$  Höhe zum verschobenen Punkt  $M$  in der Mitte eines Strahlenbündels aufgrund eines konischen Strahlenverlaufs,
- $h_P$  Höhe zum Punkt  $P$  in der Mitte eines Strahlenbündels,
- $h_{red}$  reduzierte Höhe im Rotationskörper (230) zur Einsparung von Absorptionsmaterial,
- $\Delta h$  Differenz zwischen  $h_{red}$  und  $h_0$ , gleichbedeutend mit  $r \cdot \cos(\beta)$ ,
- $h_{s1,s2}$  Höhenlage von Teilen der Strecke  $s$  eines Strahls, der in einem Medium absorbiert wird,

- $\vec{k}$  Vektor, der ein funktionell reduziertes Volumen eines Kollimators beschreibt.
- $M$  Mittelpunkt des senkrecht stehenden elliptischen Profils eines Strahlenbündels (52) mit konisch verlaufendem Strahlengang,
- $\vec{m}$  Vektor zum Mittelpunkt des Strahlenprofils (153) bzw. (154),
- $O$  Nullpunkt, Ursprung des Koordinatensystems (10) mit  $x = y = z = 0$ ,
- $P$  beliebiger Punkt auf der Spaltfläche (100) mit den Koordinaten  $x_p, y_p$  und  $z_p$ ,
- $\vec{p}$  Vektor zu einem beliebigen Punkt im Raum mit den kartesischen Koordinaten  $x_p, y_p$  und  $z_p$ , Indices verweisen auf den Kontext,
- $\vec{q}$  Vektor quer zur Hauptrichtung eines Strahls (50) oder (52) bzw. zum Vektor  $\vec{p}$ , in Richtung der Wände (73) weisend und somit mit der Torsion verbunden,
- $r$  Radius des Rotationskörpers mit dem Begrenzungsring (200) um die Rotationsachse (210) auf der Höhe  $h$ ,
- $r_{red}$  reduzierter Radius der Außenseite des Kollimators zur Gewichtsreduktion,
- $s$  Strecke eines Strahls in absorbierendem Medium, die Indizes beziehen sich auf Projektionen von Teilstrecken auf die waagerechte Ebene:  $P$  für die gesamte Strecke  $s$ ,  $t_1$  und  $t_2$  auf die Teile zwischen Detektor und Brennpunkt F sowie zwischen diesem und dem Kollimator (230),
- $\vec{s}$  Vektor zur Beschreibung eines Strahlenprofils in Form einer Ellipse (153) bzw. (154),
- $u$  Abstand eines Punktes  $P$  von der senkrechten Achse  $z$  vom Koordinatensystem (10) bzw. der Rotationsachse des Kollimators (210),
- $w$  Stelle, d.h. Entfernung des Scheitelpunktes für eine trichterförmige Spaltöffnung vom Brennpunkt F auf der Ebene des Nullpunktes O,

- $\alpha$  horizontaler Torsions- bzw. Positionswinkel  $\alpha$  für einen detektierbaren Strahl innerhalb des Kollimatorzylinders auf der x/y-Ebene (11) des Koordinatensystems (10) mit einem Scheitelpunkt in  $O$ ,
- $\Delta\alpha$  Winkel zwischen zwei unterschiedlichen Richtungen  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ ,
- $\beta$  vertikaler Einfallswinkel eines detektierbaren Strahls mit Scheitel im Brennpunkt  $F$  durch die z-Achse bzw. Rotationsachse (210),
- $\gamma_1, \gamma_2$  Anstiegswinkel der beiden Begrenzungsgeraden (80) für die Fläche (90), gleichzeitig konstruktionsbedingte Grenzen für die Werte des Winkels  $\beta$ ,
- $\delta$  Winkel der Wandschräge im Inneren des Spalts, der nach der Regelfläche (100) ausgerichtet ist, mit Scheitel im betreffenden Punkt  $P$  auf der Fläche (100),
- $\varepsilon_{1,2}$  Grenzwinkel für  $\alpha$  zu beiden Seiten. In der Regel haben beide Werte entgegengesetzte Vorzeichen,
- $\eta_{1,2}$  Öffnungswinkel horizontal zu beiden Seiten zum Detektor auf der x/y-Ebene (11) mit Scheitel im Koordinatenursprung  $O$ ,
- $\nu$  Komplementärwinkel zum Winkel  $\delta$  der Wandschräge, Steigung der Abstandsstrecke zwischen gegenüberliegenden Innenwänden
- $\vec{v}$  Grenzen der sensitiven Volumina (300) und (320),
- $\varphi$  beliebiger Winkel auf der horizontalen x/y-Ebene (11) ausgehend von der Richtung der x-Achse,
- $\sigma$  seitlicher Strahl, der den Kollimator in seinen Grenzen (200) als Sekante durch eine Spaltöffnung (101) oder (102) schneidet,
- $\tau$  Richtungswinkel in der Ellipse (153) bzw. (154) mit Scheitel im Punkt  $M$  zum Berührungspunkt  $B$  in der Spaltinnenwand (73),
- $\xi$  Winkel zwischen zwei benachbarten Spalten in einem mehrspaltigem Kollimator,

- ζ Öffnungshalbwinkel von der Strahlenmitte (52) aus eines konisch geformten Strahlengangs.

## Patentansprüche

1. Kollimator zur Erzeugung eines konvergierenden Strahlenverlaufs einer einfallenden Strahlung, vorzugsweise Gammastrahlung, umfassend einen rotierbar gelagerten rotationssymmetrischen Blendenkörper (230) aus einem für die einfallende Strahlung intransparenten Material, der von einem oder mehreren Spalten durchschnitten ist, wobei die Seitenwände des Spalts als Flächenpaare (73) von einer zwischenliegenden und als tordierte Regelfläche ausgebildeten imaginären Zentralfläche (100) beabstandet sind, wobei die Zentralfläche (100) die Richtung des jeweiligen Spalts vorgibt um die von einem Objektpunkt ausgehenden Strahlen auf einen Bildpunkt zu führen, wobei bei der Rotation des Blendenkörpers (230) die Strahlen im Brennpunkt  $F$  entlang eines Brennkreises fokussiert werden,  
  
dadurch gekennzeichnet, dass  
  
der Blendenkörper (230) entlang seiner Körperhöhe  $h$  auf der Rotationsachse  $z$  im Querschnitt eine kreisförmige äußere Begrenzung mit einem höhenabhängigen Außenradius  $r(z)$  um die Rotationsachse  $z$  aufweist, wobei sich der Außenradius  $r(z)$  des Blendenkörpers (230) zu den Enden hin verjüngt.
2. Kollimator nach Anspruch 1, wobei der Strahlenkanal (55) zwischen den als Flächenpaaren (73) ausgebildeten Seitenwänden des Spalts entlang der Richtung des Spalts konische oder zylindrische Abschnitte aufweist.
3. Kollimator nach Anspruch 1 oder 2, wobei die Brennpunkte  $F$  entlang des Brennkreises auf der Oberfläche des Blendenkörpers (230) oder innerhalb des Blendenkörpers (230) liegen.
4. Kollimator nach einem der vorhergehenden Ansprüche, wobei alle zu einem Spaltverlauf gehörenden Brennpunkte  $F$  auf einem Kreisbogen (20) liegen, der durch die Anordnung mehrerer Spalten mindestens zu einem Vollkreis geschlossen wird.
5. Kollimator nach einem der vorhergehenden Ansprüche, wobei die Führung der Strahlen (50) auf eine Hälfte des Blendenkörpers (230) beschränkt ist und ausschließlich Strahlenverläufe von einer Hälfte zu der jeweils anderen Hälfte möglich sind.

6. Kollimator nach einem der vorhergehenden Ansprüche, wobei der Blendenkörper (230) einseitig rotierbar gelagert ist.
7. Kollimator nach einem der vorhergehenden Ansprüche, wobei die zwischen den Spalten liegenden inneren Strukturen des Kollimators mittels eines für die Strahlung transparenten Materials in den Spalten oder in den Außenbereichen der Spalten mechanisch stabilisiert sind.
8. Kollimator nach Anspruch 7, wobei die Stabilisierung durch Ausgießen mit einem Binde- bzw. Füllmaterial, bevorzugt mit langkettigen Kohlenwasserstoffen, erfolgt.
9. Gammakamera, umfassend einen Kollimator nach einem der vorhergehenden Ansprüche und einen flächenhaften, vorzugsweise gekrümmten, Matrixdetektor.
10. Gammakamera nach Anspruch 9, weiterhin umfassend ein Gehäuse, wobei das Gehäuse eine Abschirmung (315) aufweist.

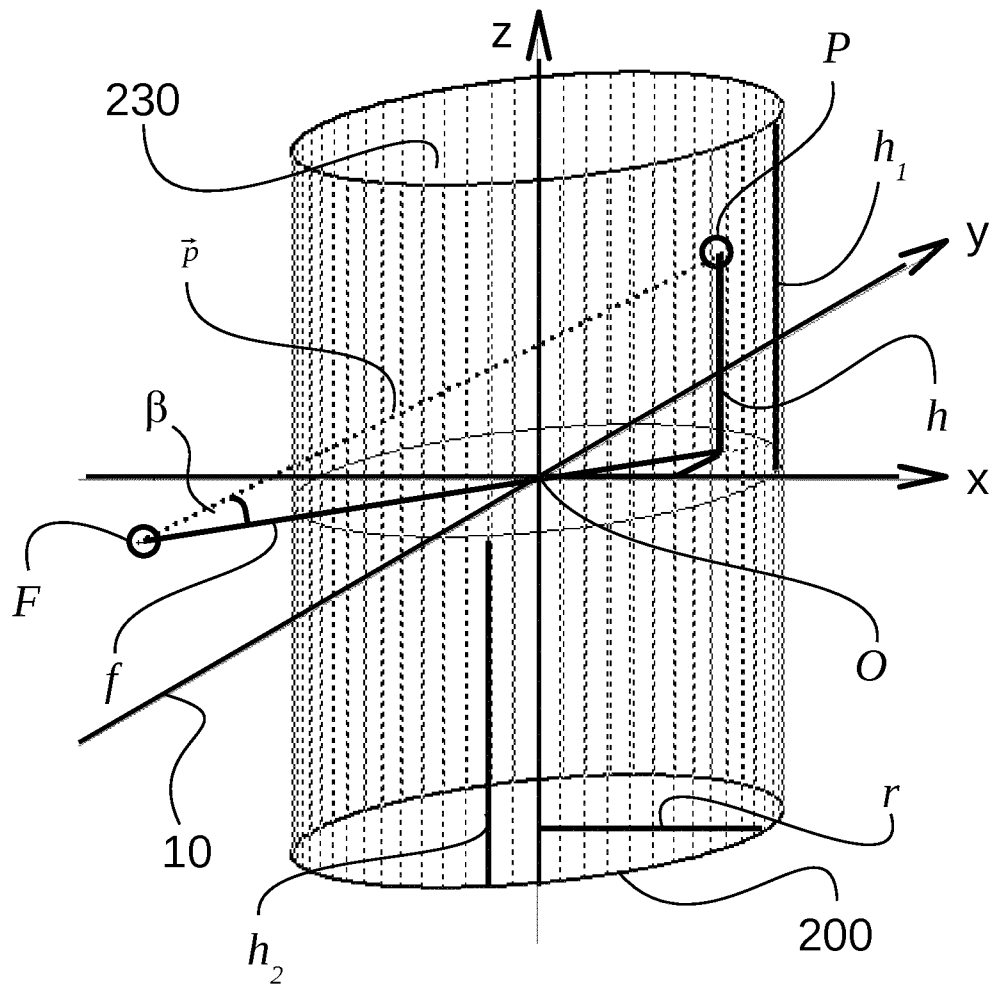
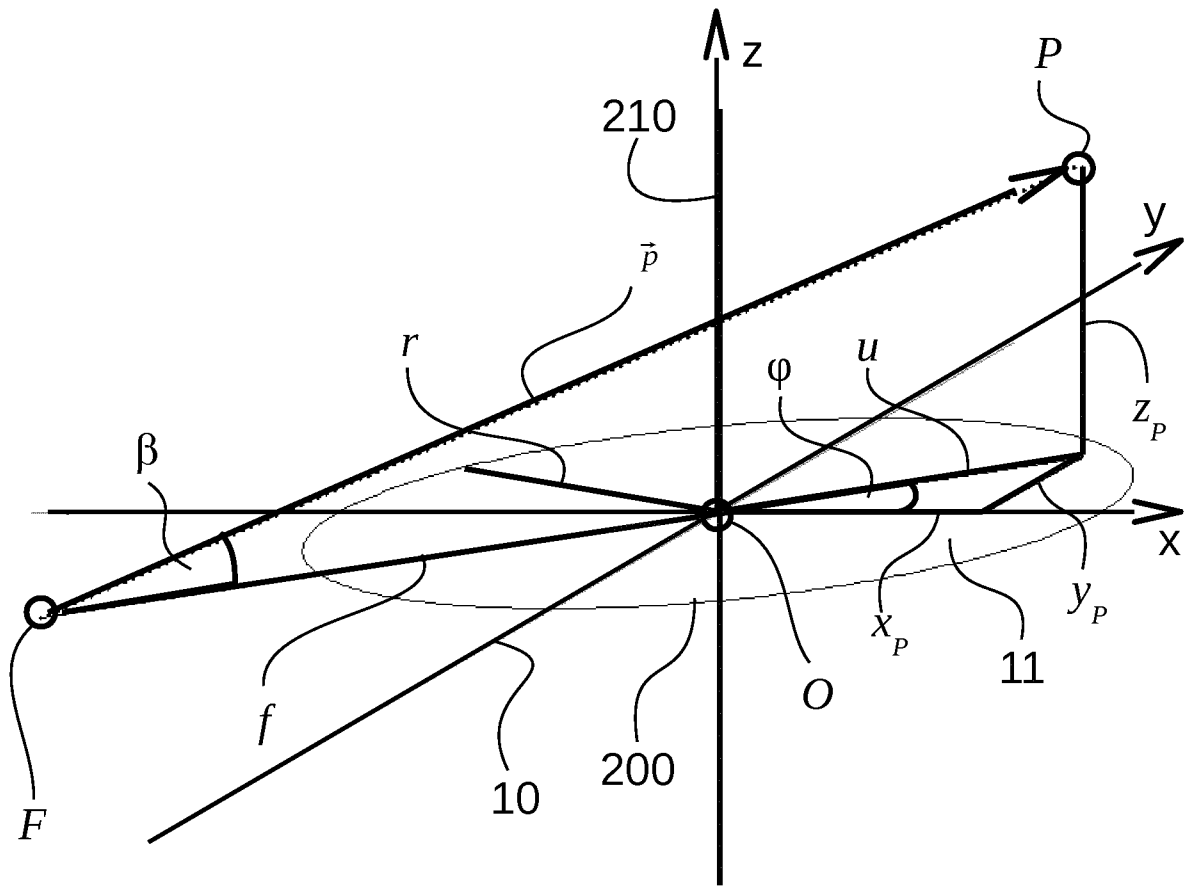


Fig. 1

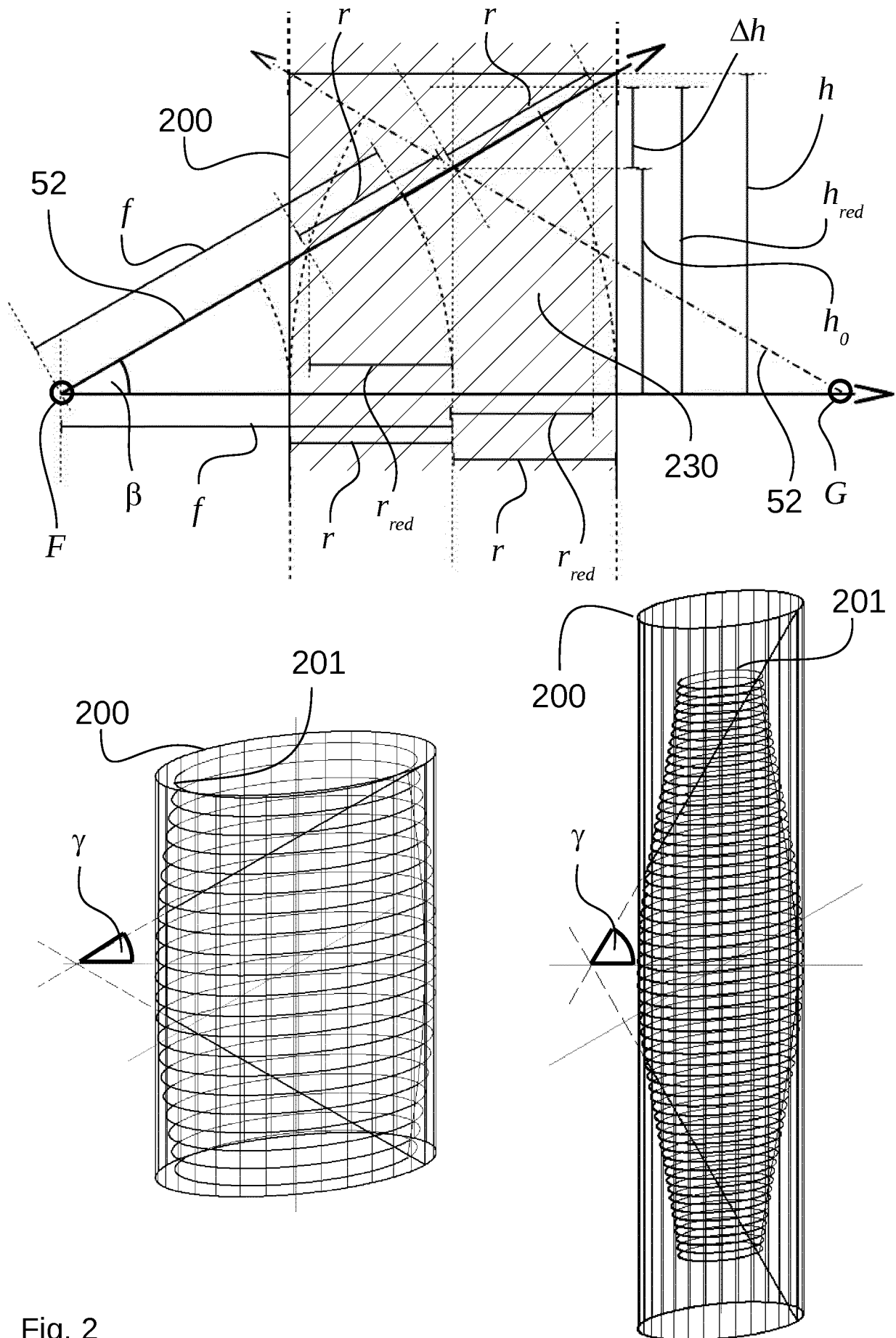


Fig. 2



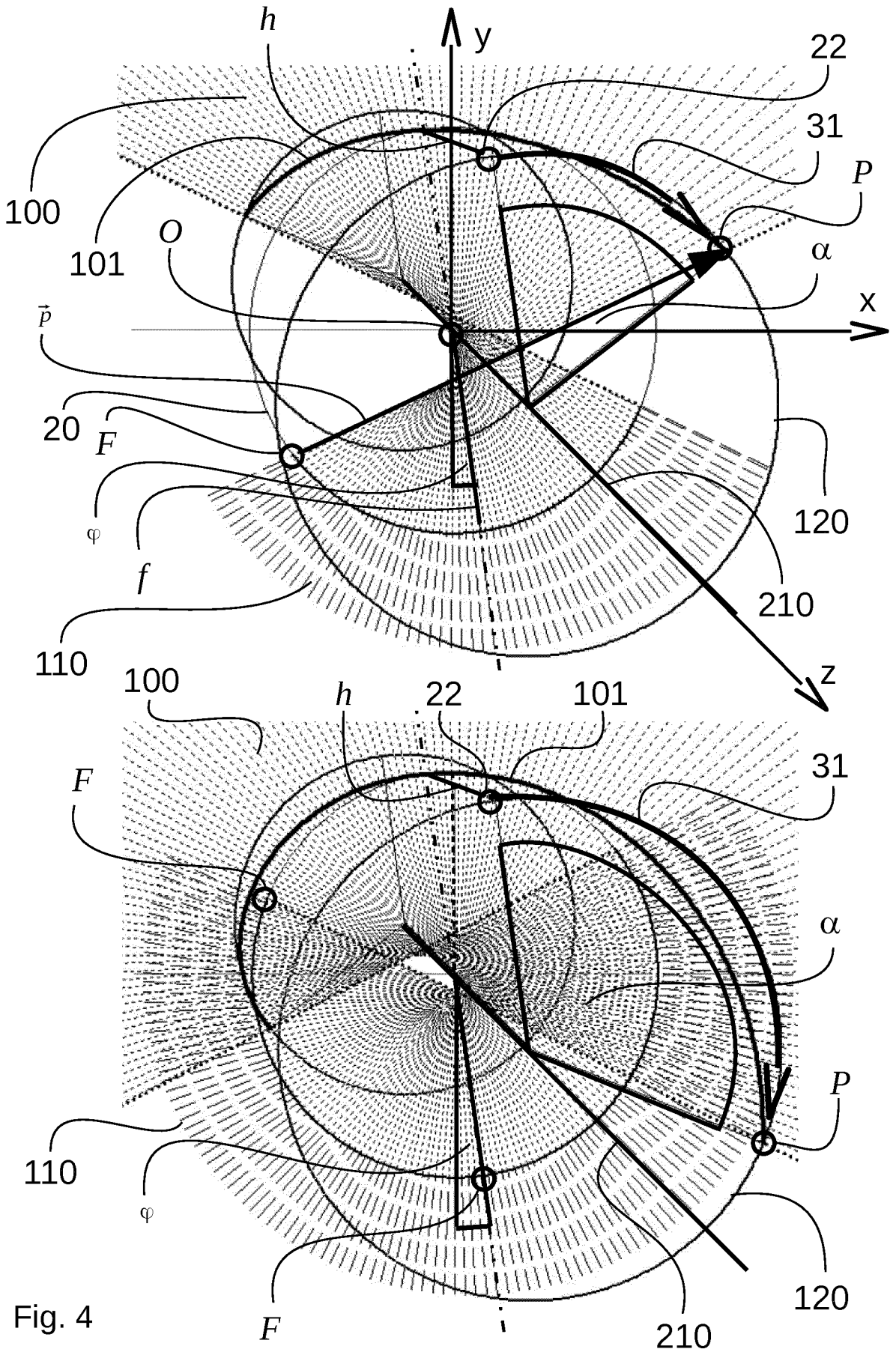


Fig. 4

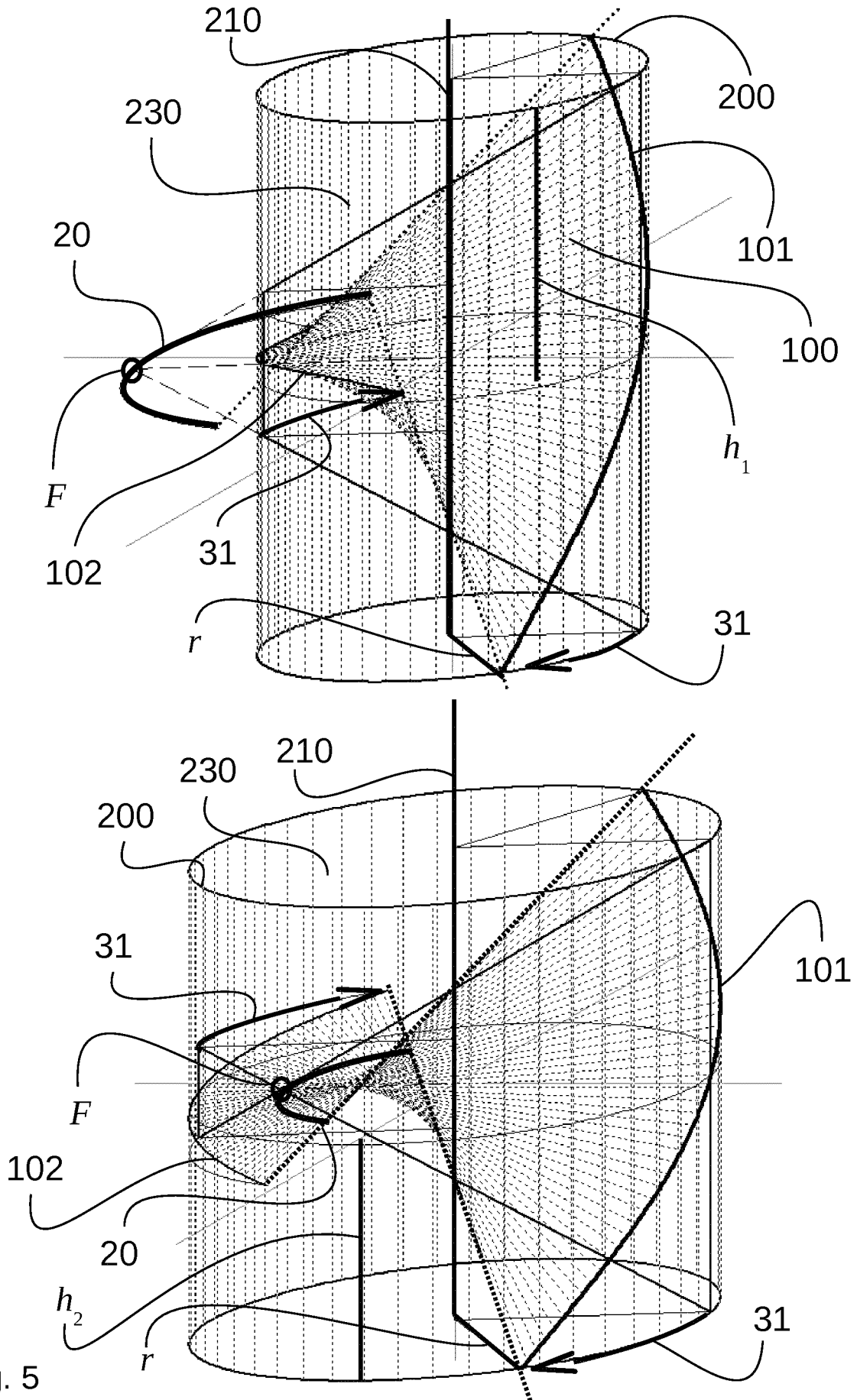


Fig. 5

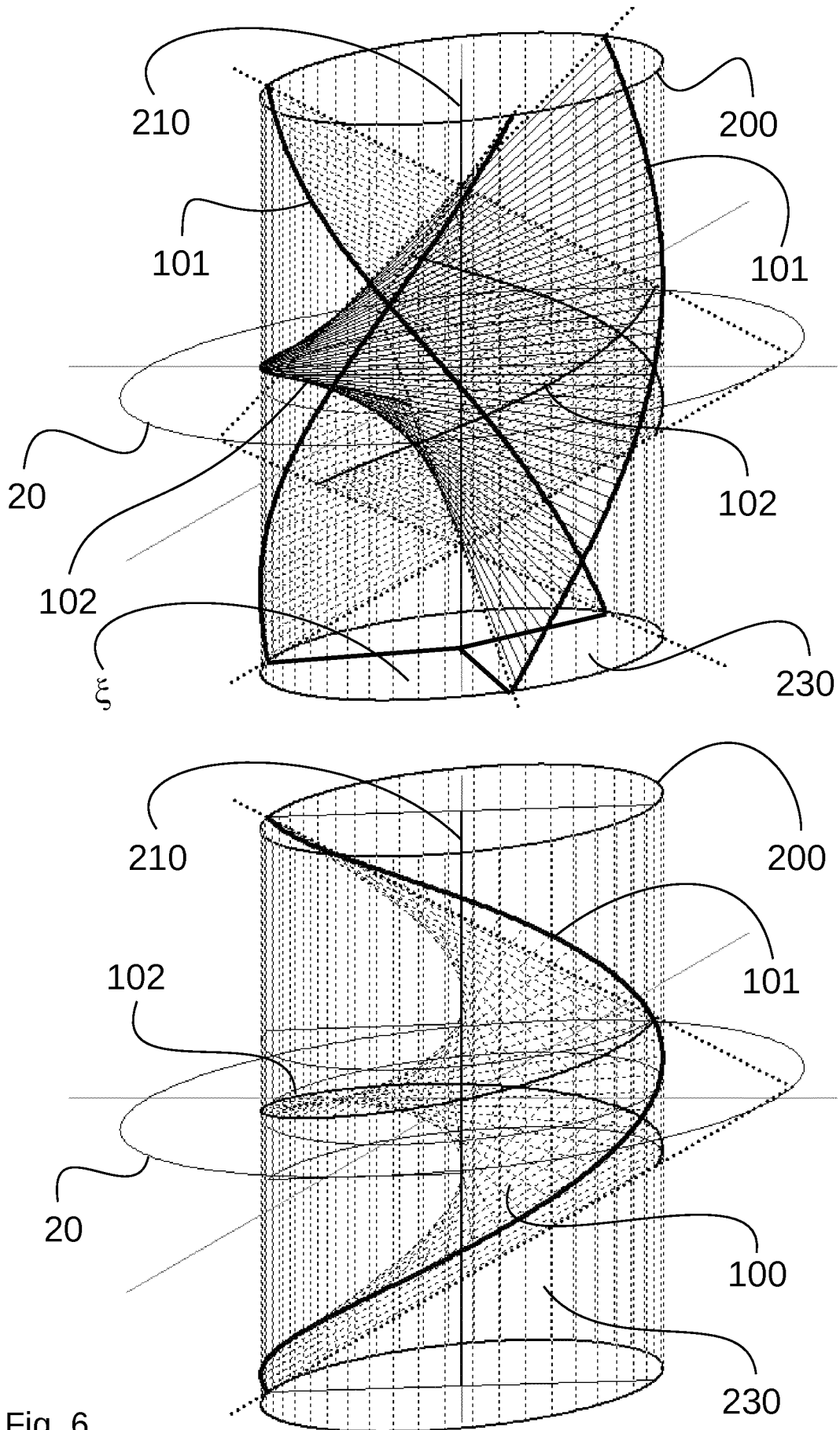


Fig. 6

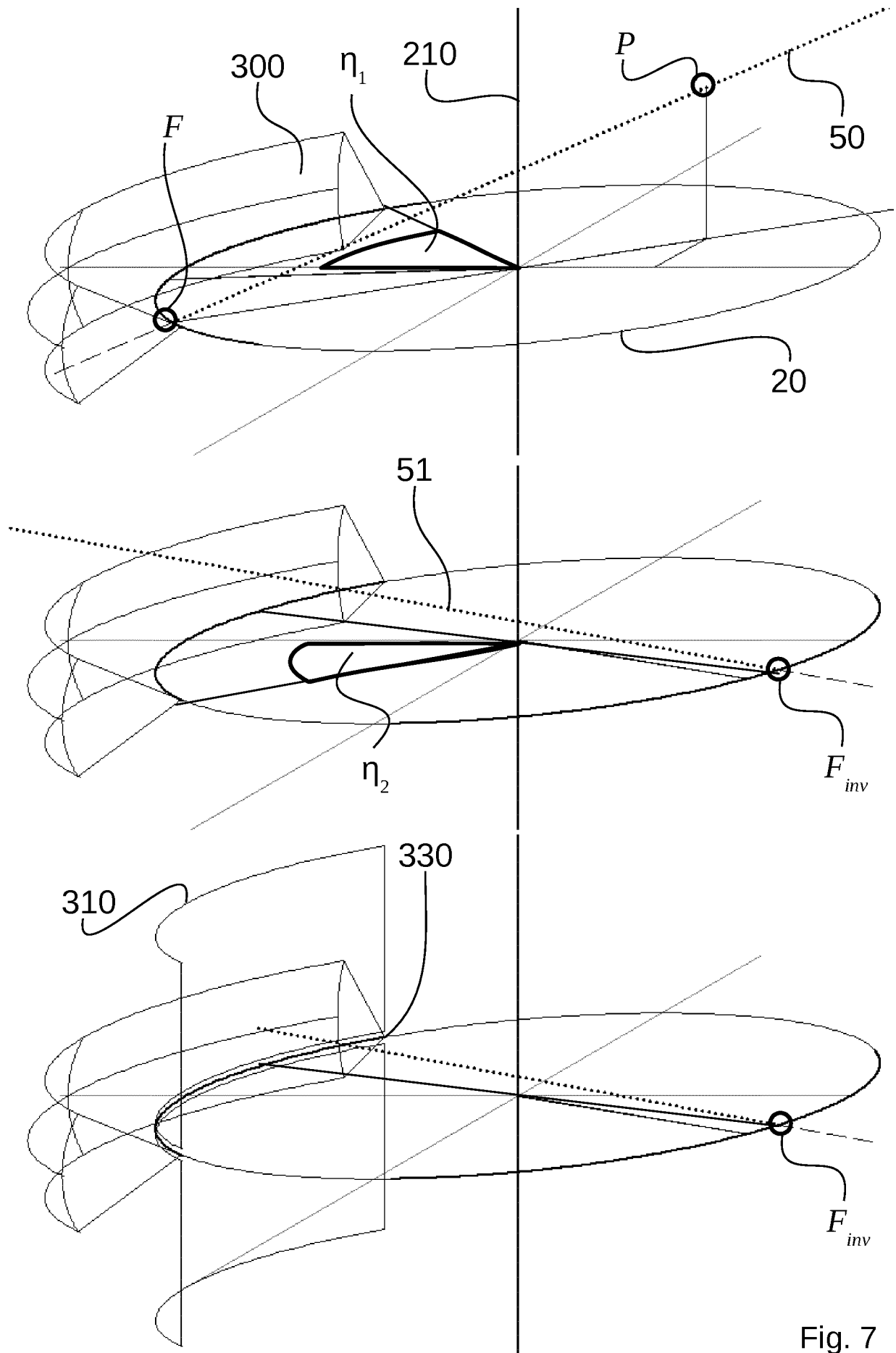


Fig. 7

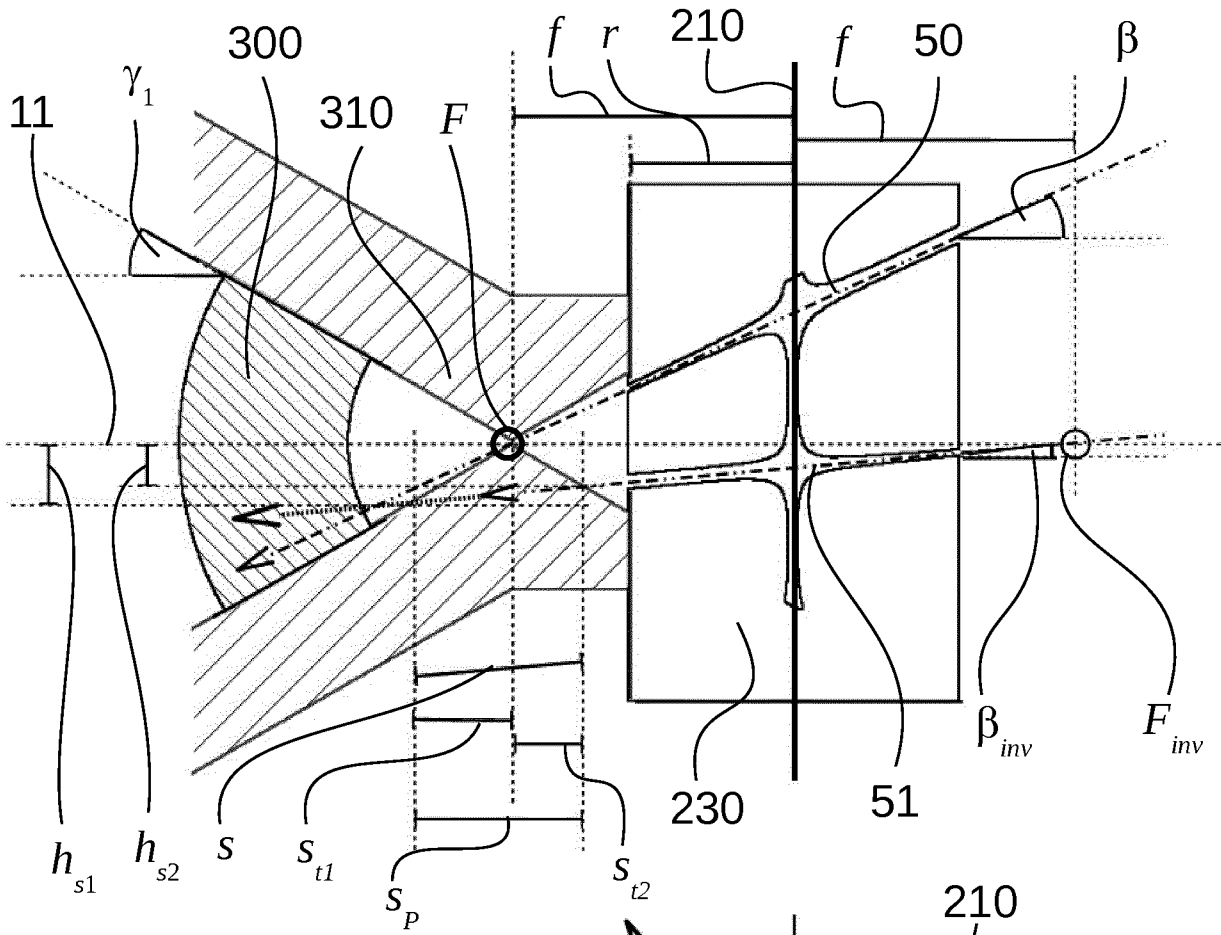


Fig. 8

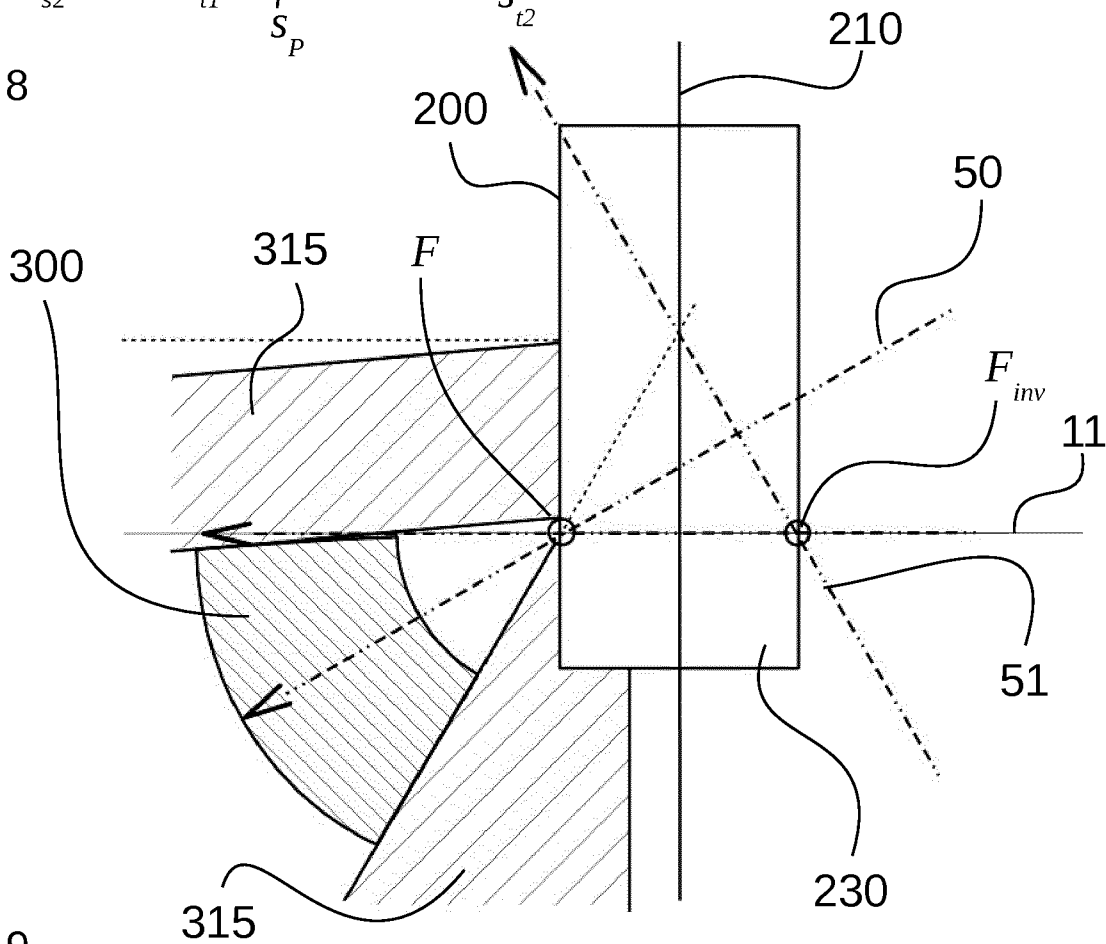


Fig. 9

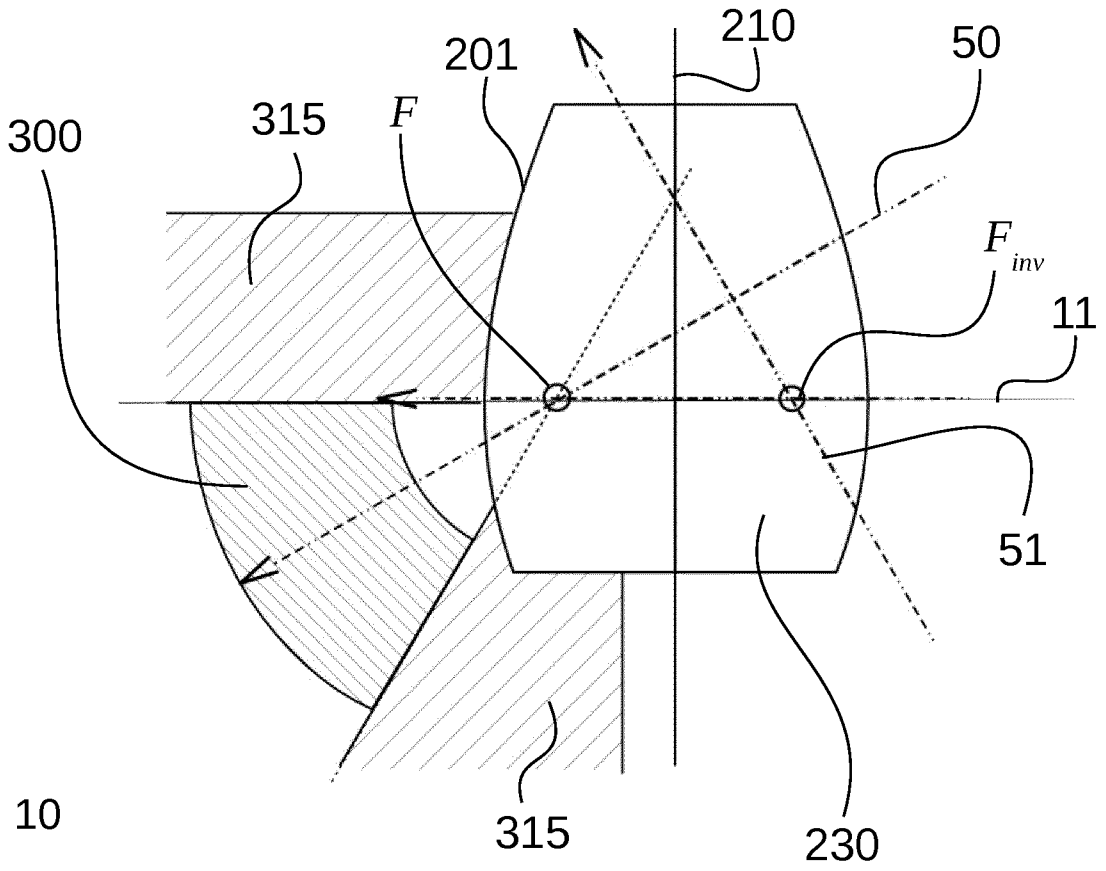


Fig. 10

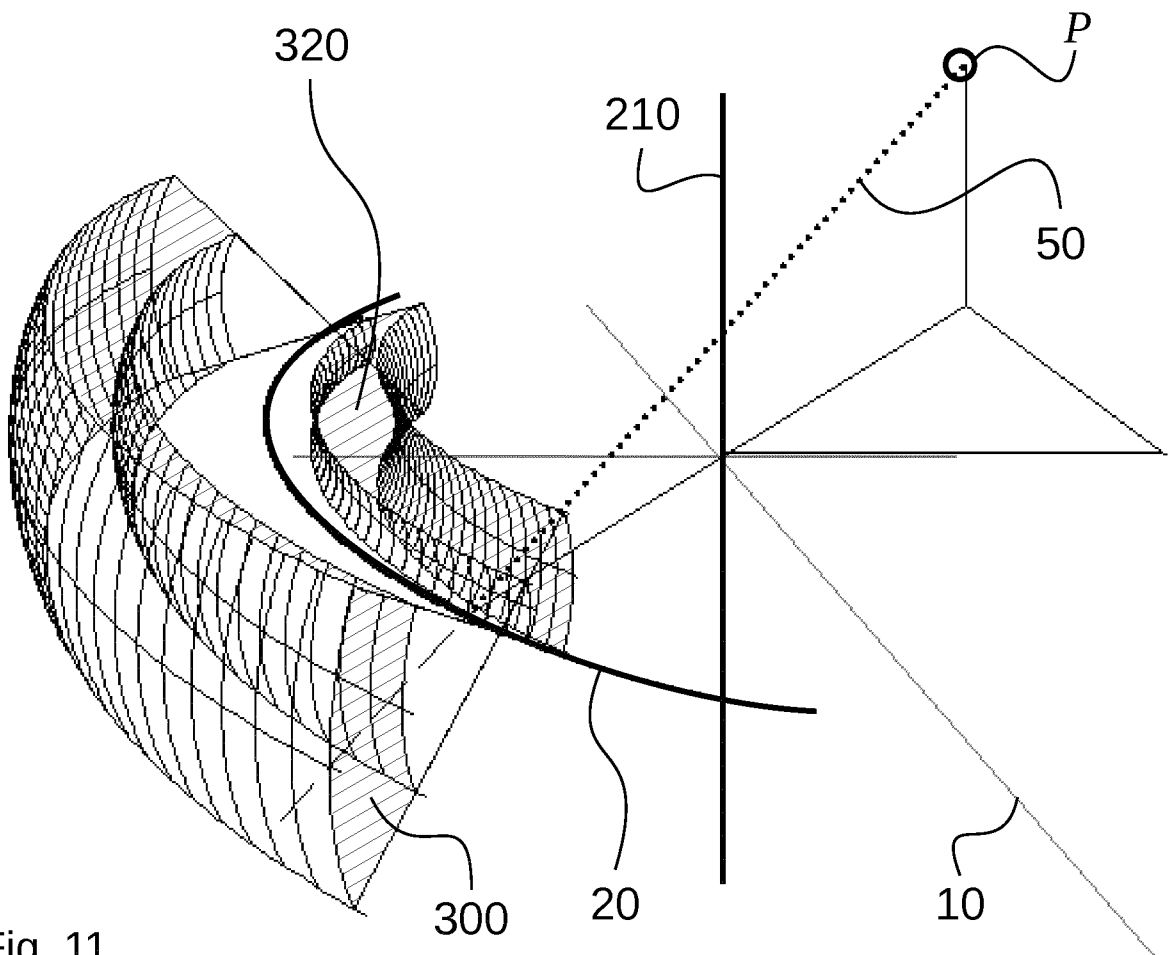


Fig. 11

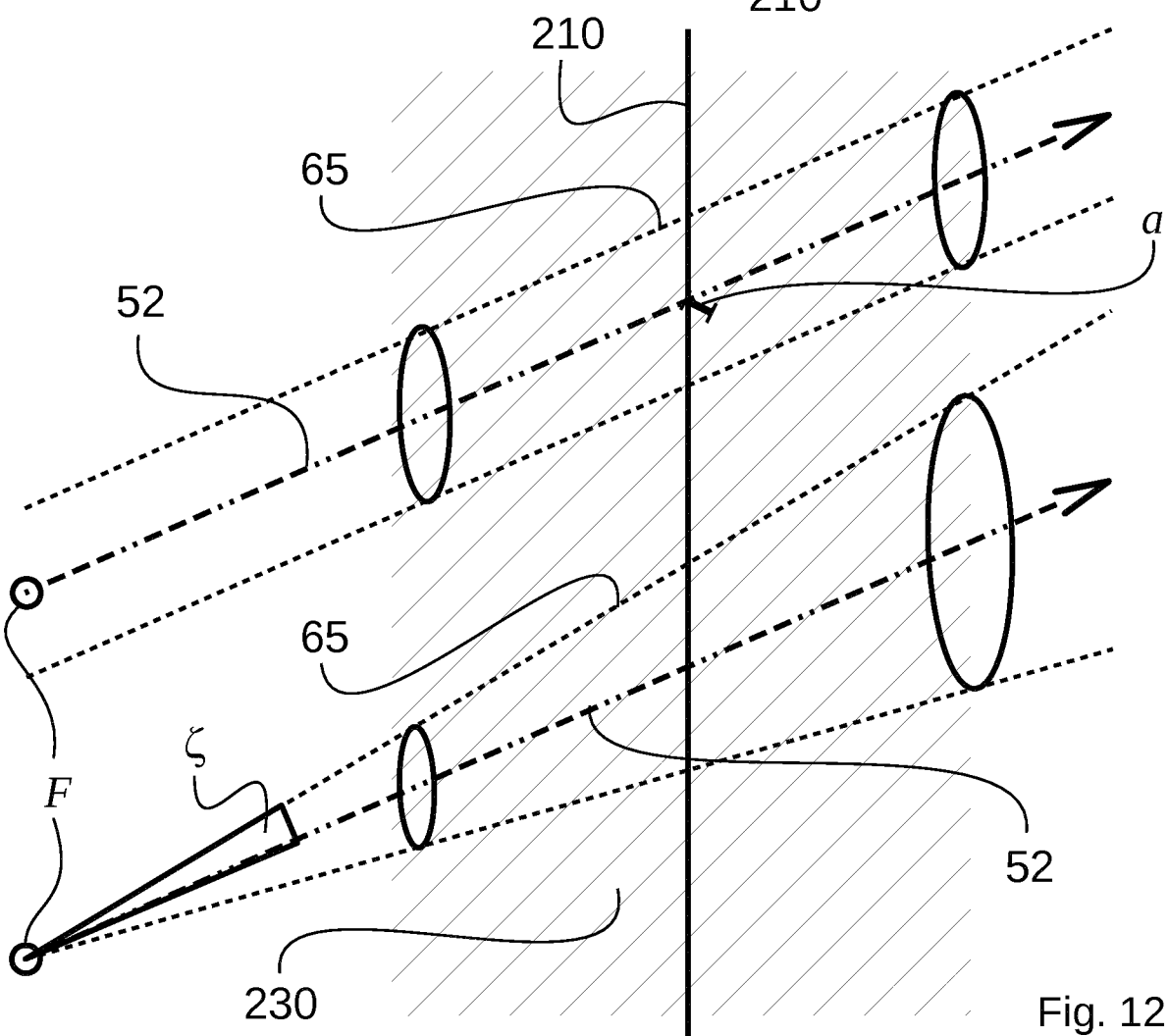
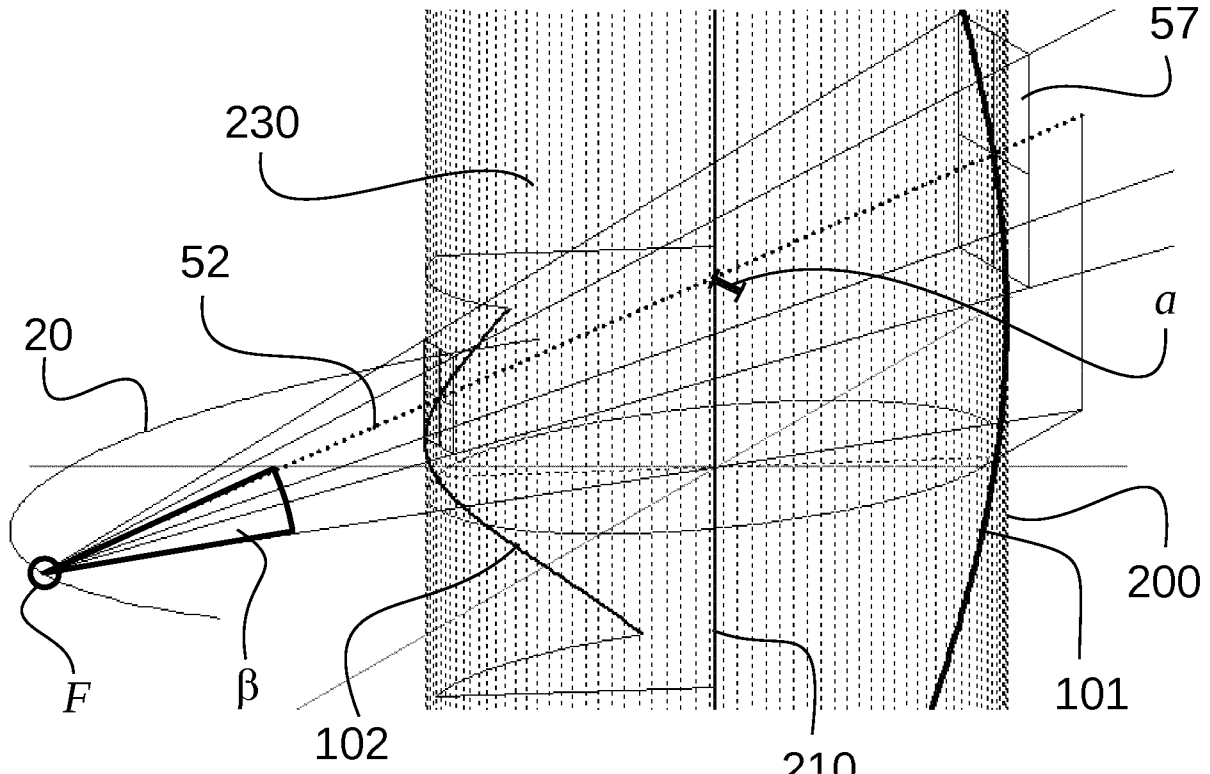


Fig. 12

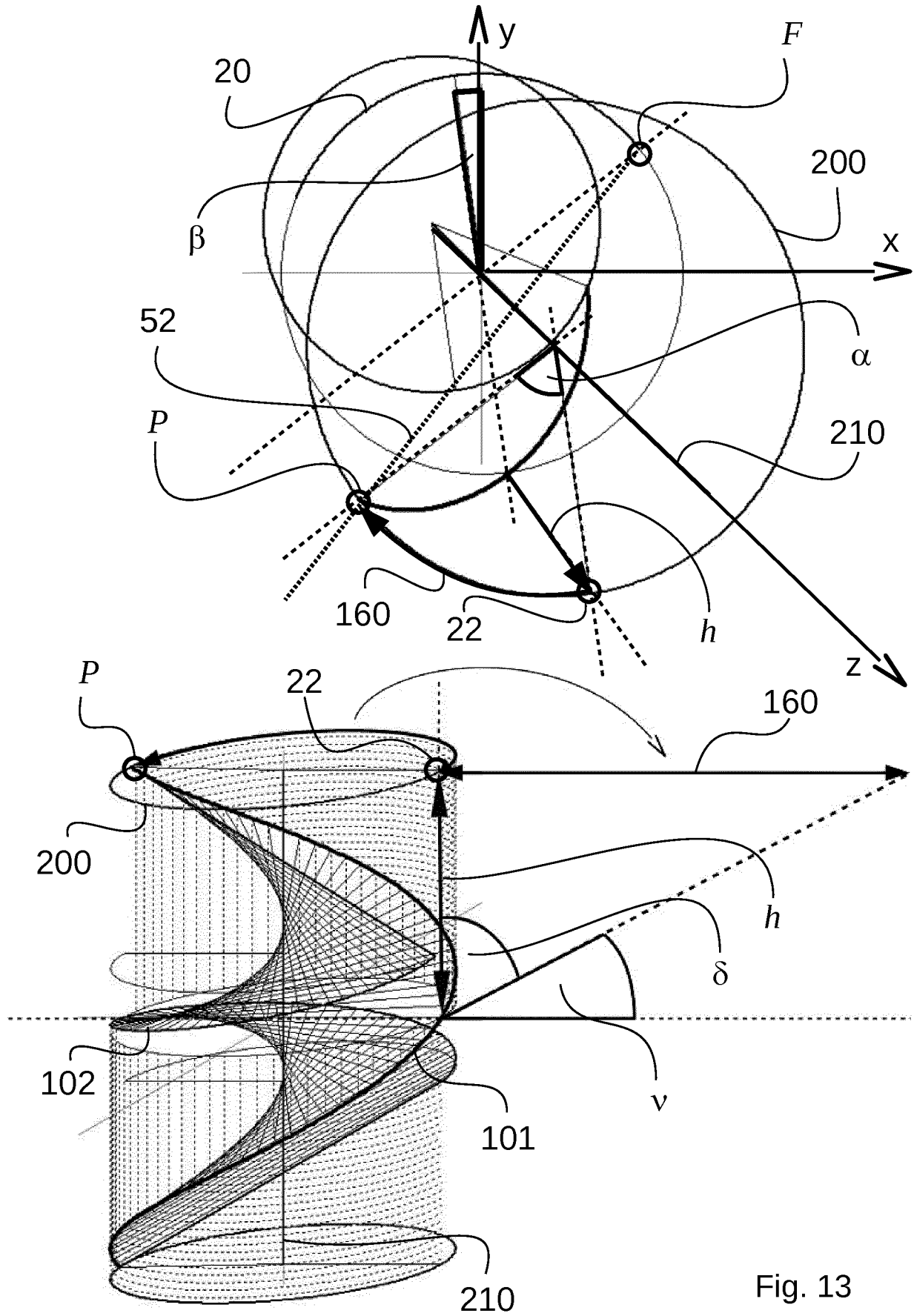


Fig. 13

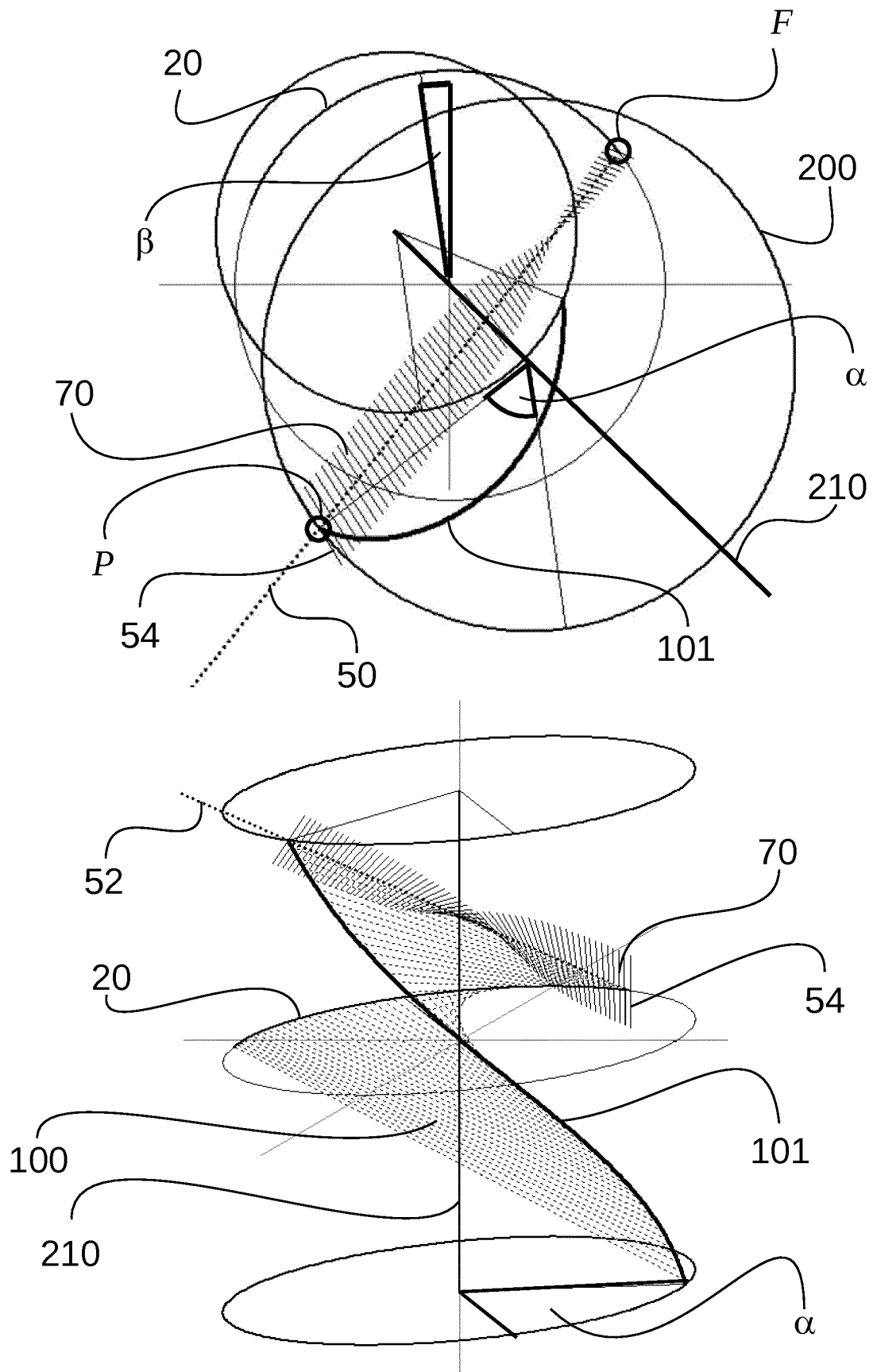


Fig. 14



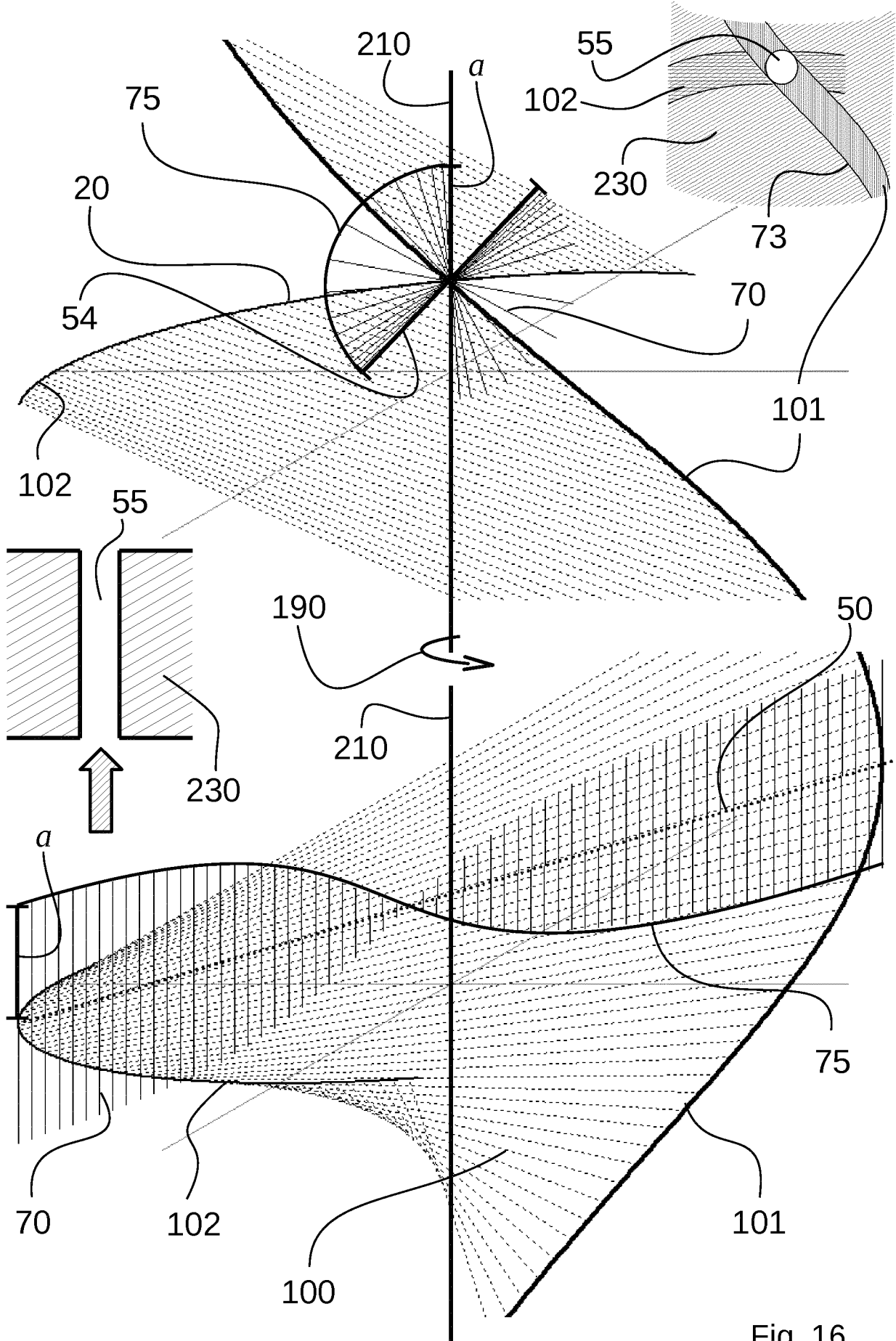


Fig. 16

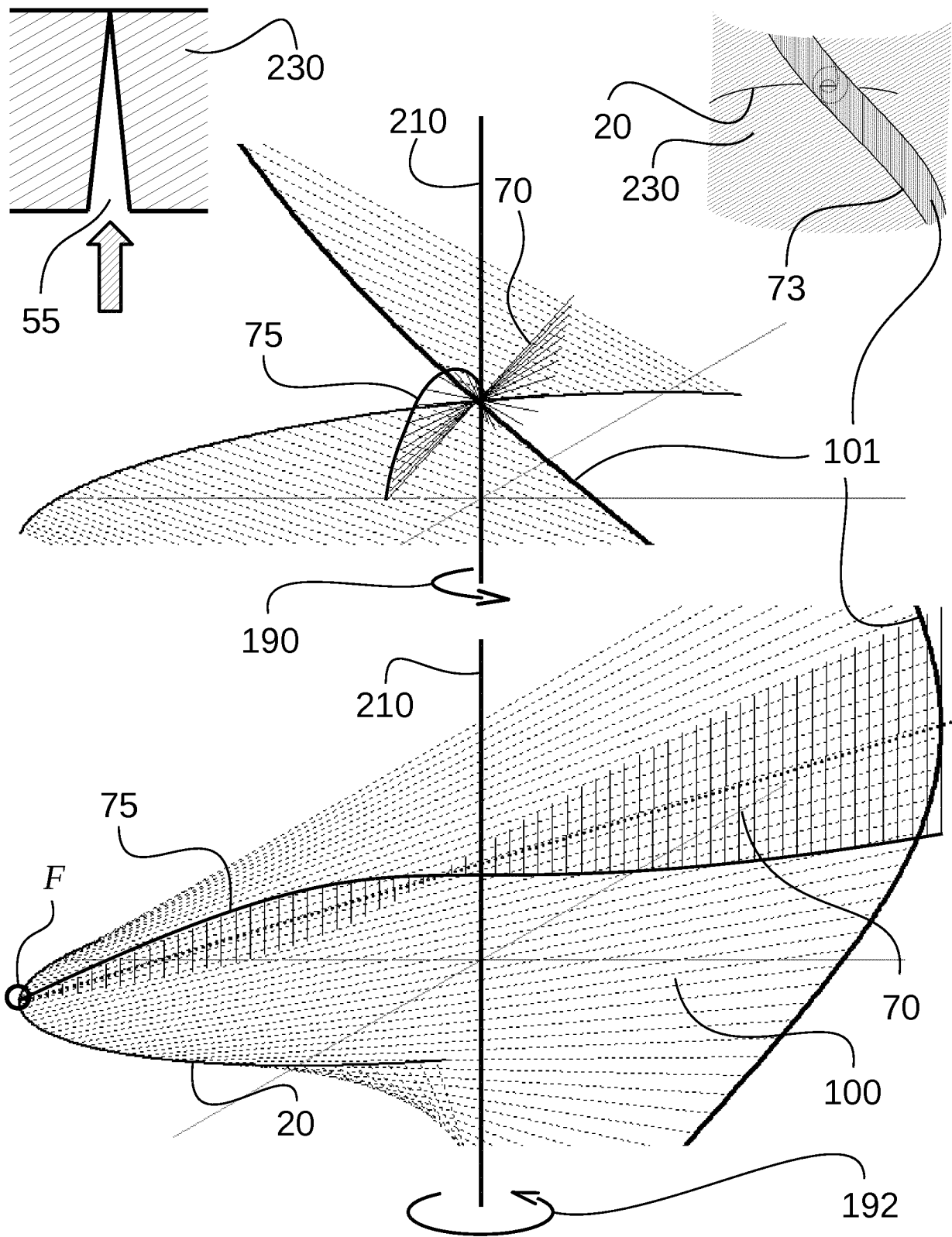


Fig. 17

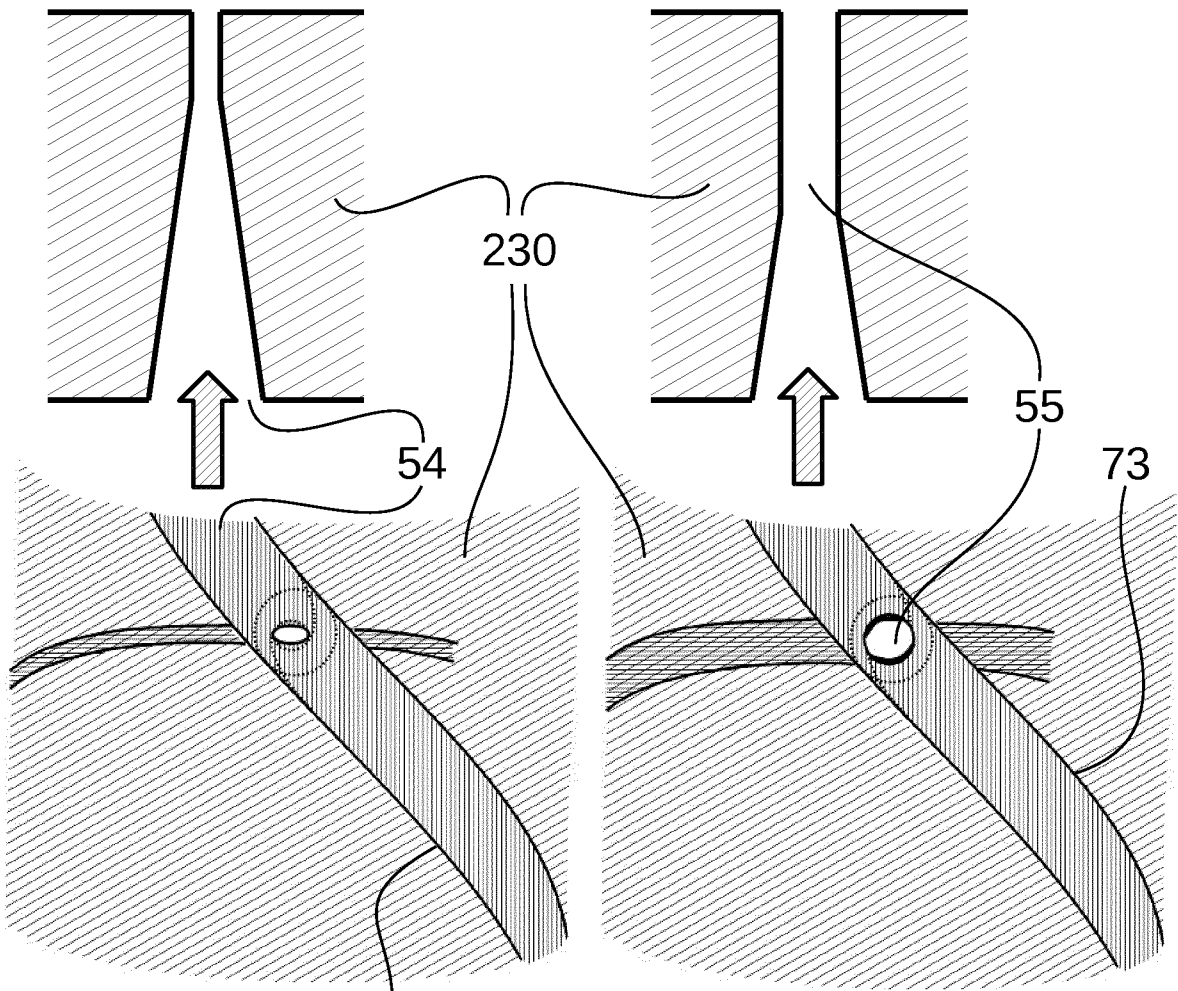


Fig. 18

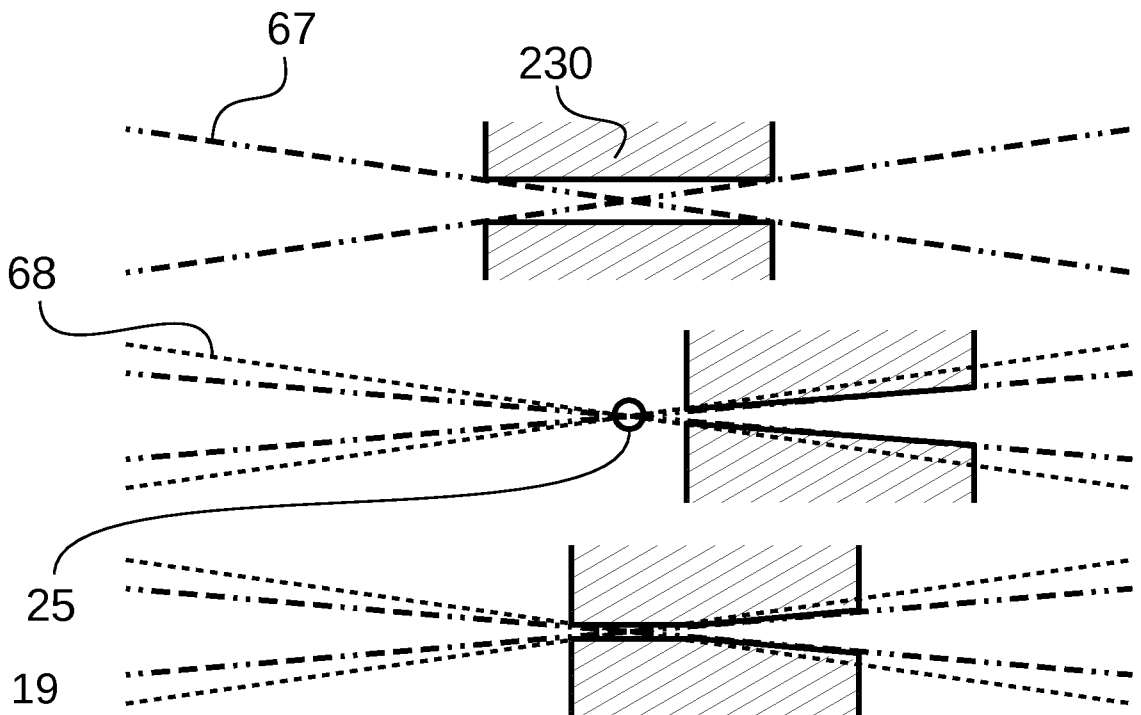


Fig. 19



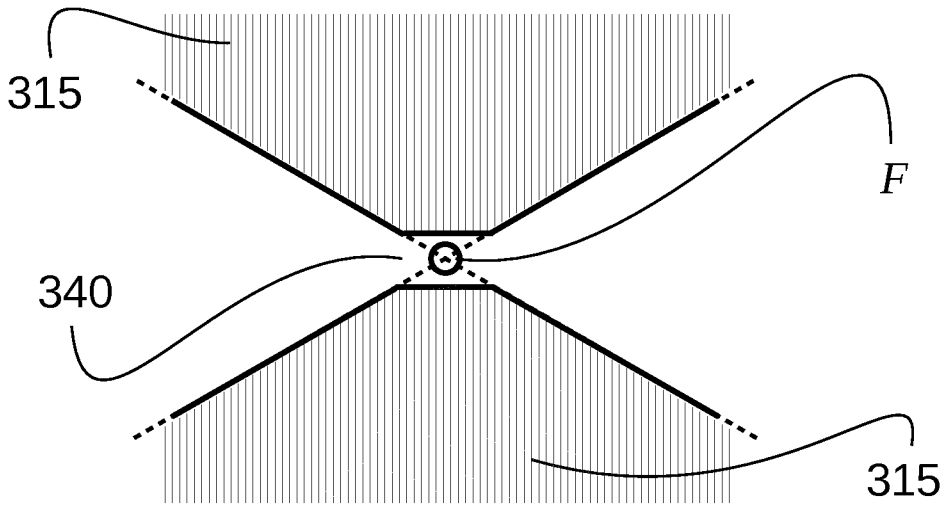


Fig. 21

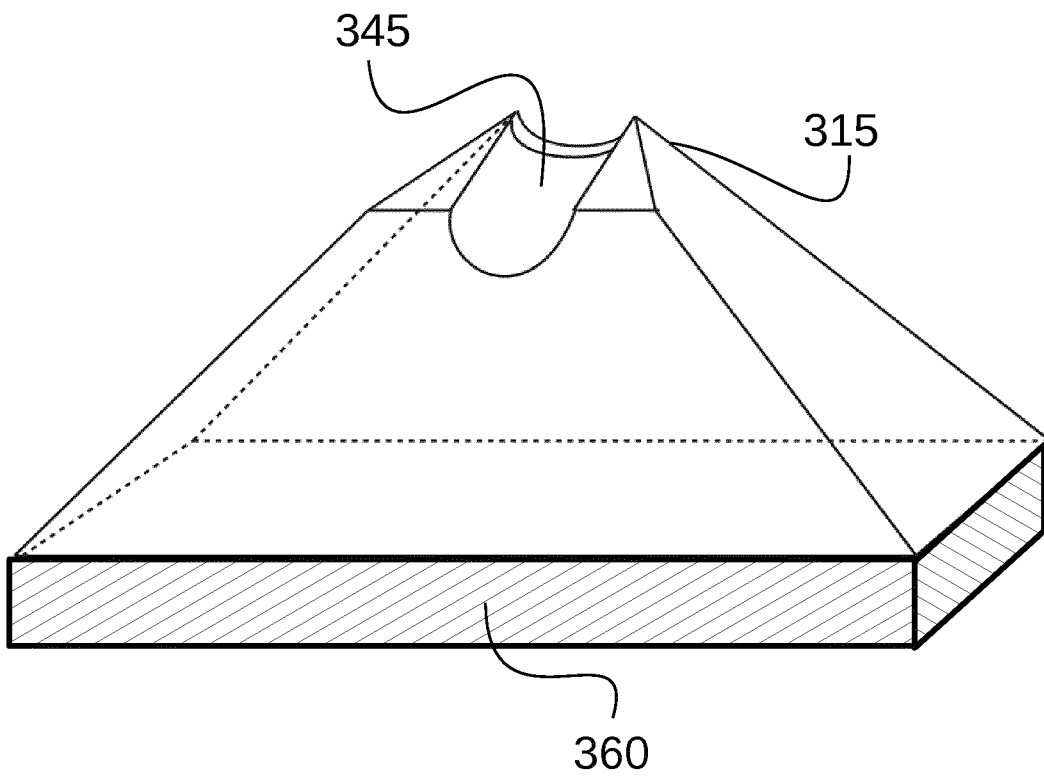


Fig. 22

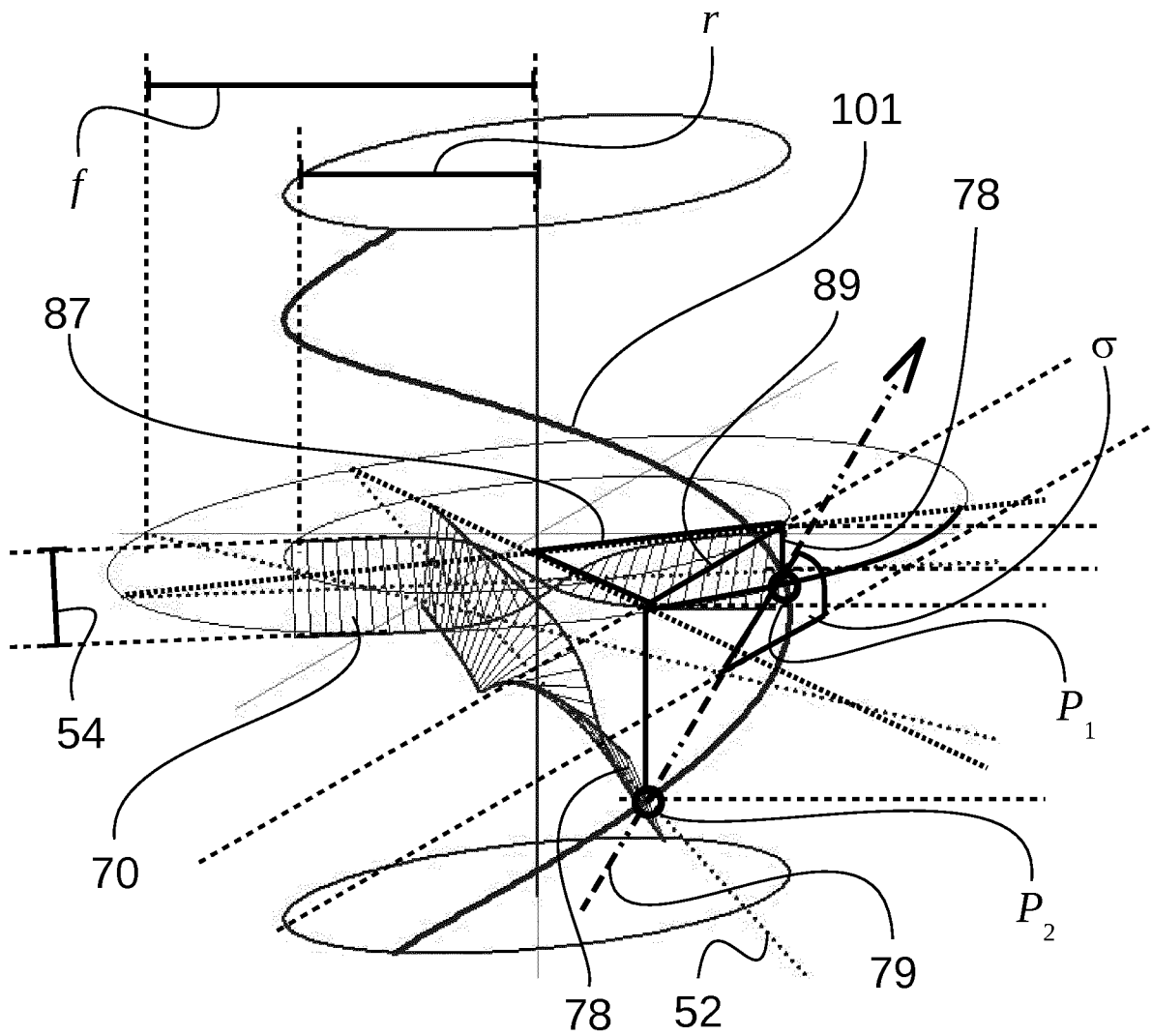
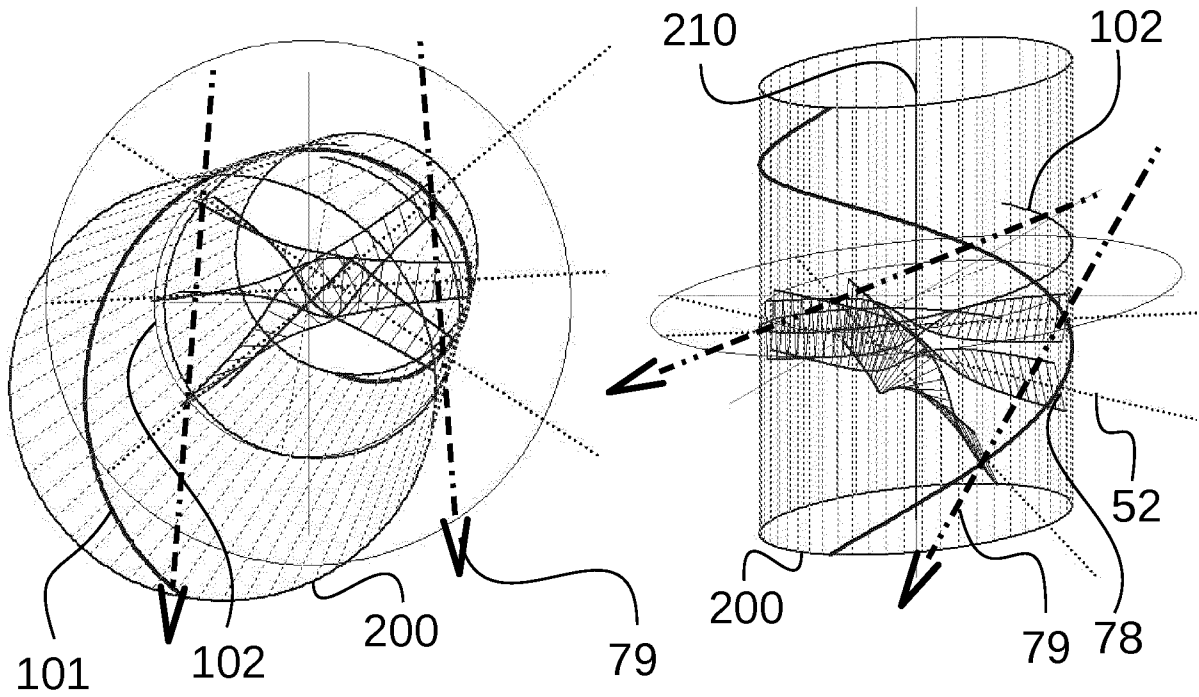


Fig. 23

## INTERNATIONAL SEARCH REPORT

International application No.

**PCT/EP2018/064257**

<b>A. CLASSIFICATION OF SUBJECT MATTER</b> <i>G21K 1/02</i> (2006.01)i; <i>G21K 1/04</i> (2006.01)i  According to International Patent Classification (IPC) or to both national classification and IPC		
<b>B. FIELDS SEARCHED</b>  Minimum documentation searched (classification system followed by classification symbols) G21K  Documentation searched other than minimum documentation to the extent that such documents are included in the fields searched  Electronic data base consulted during the international search (name of data base and, where practicable, search terms used) EPO-Internal, WPI Data		
<b>C. DOCUMENTS CONSIDERED TO BE RELEVANT</b>		
Category*	Citation of document, with indication, where appropriate, of the relevant passages	Relevant to claim No.
X	GB 2542000 A (SECR DEFENCE [GB]) 08 March 2017 (2017-03-08) figures 3-5 pages 1,3-12	1-8
X	DE 102015008272 A1 (OSTERLOH KURT [DE]) 22 December 2016 (2016-12-22) the whole document	1,9,10
<input type="checkbox"/> Further documents are listed in the continuation of Box C. <input checked="" type="checkbox"/> See patent family annex.		
* Special categories of cited documents: "A" document defining the general state of the art which is not considered to be of particular relevance "E" earlier application or patent but published on or after the international filing date "L" document which may throw doubts on priority claim(s) or which is cited to establish the publication date of another citation or other special reason (as specified) "O" document referring to an oral disclosure, use, exhibition or other means "P" document published prior to the international filing date but later than the priority date claimed "T" later document published after the international filing date or priority date and not in conflict with the application but cited to understand the principle or theory underlying the invention "X" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered novel or cannot be considered to involve an inventive step when the document is taken alone "Y" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered to involve an inventive step when the document is combined with one or more other such documents, such combination being obvious to a person skilled in the art "&" document member of the same patent family		
Date of the actual completion of the international search <b>11 September 2018</b>		Date of mailing of the international search report <b>20 September 2018</b>
Name and mailing address of the ISA/EP <b>European Patent Office p.b. 5818, Patentlaan 2, 2280 HV Rijswijk Netherlands</b> Telephone No. (+31-70)340-2040 Facsimile No. (+31-70)340-3016		Authorized officer  <b>Giovanardi, Chiara</b>  Telephone No.

**INTERNATIONAL SEARCH REPORT**  
**Information on patent family members**

International application No. <b>PCT/EP2018/064257</b>
-----------------------------------------------------------

Patent document cited in search report			Publication date (day/month/year)	Patent family member(s)			Publication date (day/month/year)
GB	2542000	A	08 March 2017	CN	107949886	A	20 April 2018
				EP	3345191	A1	11 July 2018
				GB	2542000	A	08 March 2017
				US	2018233244	A1	16 August 2018
				WO	2017037405	A1	09 March 2017
-----							
DE	102015008272	A1	22 December 2016	NONE			
-----							

# INTERNATIONALER RECHERCHENBERICHT

Internationales Aktenzeichen

PCT/EP2018/064257

A. KLASSIFIZIERUNG DES ANMELDUNGSGEGENSTANDES  
 INV. G21K1/02 G21K1/04  
 ADD.

Nach der Internationalen Patentklassifikation (IPC) oder nach der nationalen Klassifikation und der IPC

**B. RECHERCHIERTE GEBIETE**

Recherchierter Mindestprüfstoff (Klassifikationssystem und Klassifikationssymbole )  
 G21K

Recherchierte, aber nicht zum Mindestprüfstoff gehörende Veröffentlichungen, soweit diese unter die recherchierten Gebiete fallen

Während der internationalen Recherche konsultierte elektronische Datenbank (Name der Datenbank und evtl. verwendete Suchbegriffe)

EPO-Internal, WPI Data

**C. ALS WESENTLICH ANGESEHENE UNTERLAGEN**

Kategorie*	Bezeichnung der Veröffentlichung, soweit erforderlich unter Angabe der in Betracht kommenden Teile	Betr. Anspruch Nr.
X	GB 2 542 000 A (SECR DEFENCE [GB]) 8. März 2017 (2017-03-08) Abbildungen 3-5 Seiten 1,3-12	1-8
X	DE 10 2015 008272 A1 (OSTERLOH KURT [DE]) 22. Dezember 2016 (2016-12-22) das ganze Dokument	1,9,10

Weitere Veröffentlichungen sind der Fortsetzung von Feld C zu entnehmen

Siehe Anhang Patentfamilie

\* Besondere Kategorien von angegebenen Veröffentlichungen :

- "A" Veröffentlichung, die den allgemeinen Stand der Technik definiert, aber nicht als besonders bedeutsam anzusehen ist
- "E" frühere Anmeldung oder Patent, die bzw. das jedoch erst am oder nach dem internationalen Anmeldedatum veröffentlicht worden ist
- "L" Veröffentlichung, die geeignet ist, einen Prioritätsanspruch zweifelhaft erscheinen zu lassen, oder durch die das Veröffentlichungsdatum einer anderen im Recherchenbericht genannten Veröffentlichung belegt werden soll oder die aus einem anderen besonderen Grund angegeben ist (wie ausgeführt)
- "O" Veröffentlichung, die sich auf eine mündliche Offenbarung, eine Benutzung, eine Ausstellung oder andere Maßnahmen bezieht
- "P" Veröffentlichung, die vor dem internationalen Anmeldedatum, aber nach dem beanspruchten Prioritätsdatum veröffentlicht worden ist

"T" Spätere Veröffentlichung, die nach dem internationalen Anmeldedatum oder dem Prioritätsdatum veröffentlicht worden ist und mit der Anmeldung nicht kollidiert, sondern nur zum Verständnis des der Erfindung zugrundeliegenden Prinzips oder der ihr zugrundeliegenden Theorie angegeben ist

"X" Veröffentlichung von besonderer Bedeutung; die beanspruchte Erfindung kann allein aufgrund dieser Veröffentlichung nicht als neu oder auf erfinderischer Tätigkeit beruhend betrachtet werden

"Y" Veröffentlichung von besonderer Bedeutung; die beanspruchte Erfindung kann nicht als auf erfinderischer Tätigkeit beruhend betrachtet werden, wenn die Veröffentlichung mit einer oder mehreren Veröffentlichungen dieser Kategorie in Verbindung gebracht wird und diese Verbindung für einen Fachmann naheliegend ist

"&" Veröffentlichung, die Mitglied derselben Patentfamilie ist

Datum des Abschlusses der internationalen Recherche

11. September 2018

Absendedatum des internationalen Recherchenberichts

20/09/2018

Name und Postanschrift der Internationalen Recherchenbehörde  
 Europäisches Patentamt, P.B. 5818 Patentlaan 2  
 NL - 2280 HV Rijswijk  
 Tel. (+31-70) 340-2040,  
 Fax: (+31-70) 340-3016

Bevollmächtigter Bediensteter

Giovanardi, Chiara

**INTERNATIONALER RECHERCHENBERICHT**

Angaben zu Veröffentlichungen, die zur selben Patentfamilie gehören

Internationales Aktenzeichen

PCT/EP2018/064257

Im Recherchenbericht angeführtes Patentdokument	Datum der Veröffentlichung	Mitglied(er) der Patentfamilie	Datum der Veröffentlichung
GB 2542000 A	08-03-2017	CN 107949886 A	20-04-2018
		EP 3345191 A1	11-07-2018
		GB 2542000 A	08-03-2017
		US 2018233244 A1	16-08-2018
		WO 2017037405 A1	09-03-2017
-----			
DE 102015008272 A1	22-12-2016	KEINE	
-----			