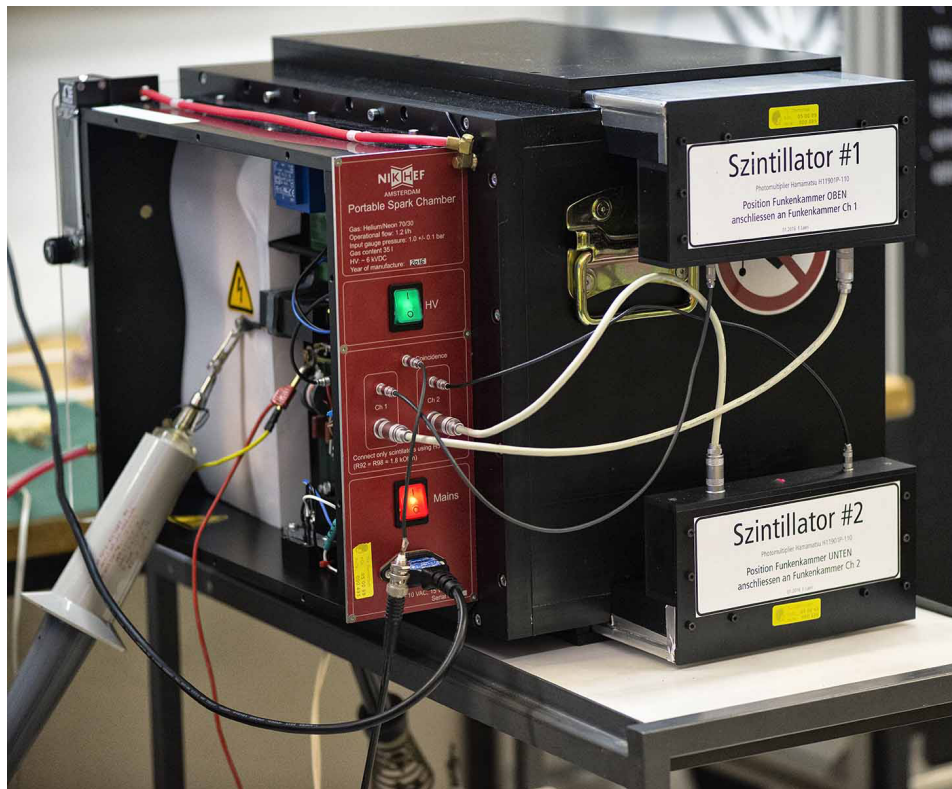


Bemerkungen zur Funkenkammer

Franco Laeri

26. Februar 2017

Version 1



Technische Universität Darmstadt
Fachbereich Physik
Hochschulstr. 12
D-64289 Darmstadt

1 Von der Höhenstrahlung zur kosmischen Strahlung

Karl Bergwitz (1875-1958), der nach seiner Promotion in Rostock für ein Jahr in Darmstadt eine Assistentenstelle innehatte, registrierte 1908 auf einer Ballonfahrt, dass die Luftionisation von der Höhe abhängig war. Seine Messungen zeigten zuerst eine Abnahme der Luftionisation, die aber mit weiter steigender Höhe wieder zunahm. Dieses für ihn „merkwürdige“ Resultat ließ ihn an der ordnungsgemäßen Funktion seines Messgeräts zweifeln, und er entschloss sich, die Messungen nicht zu publizieren. 1912 wiederholte der Österreicher *Viktor Hess (1883-1964)*, der mit Bergwitz in Kontakt stand und seine Ballonmessungen kannte, das Experiment. In mehreren weiteren Ballonfahrten wies er mit Hilfe zweier Wulfschen Strahlungsapparaten [1] nach, dass die Luftionisation durch „durchdringende“ Strahlung aus dem Weltall wesentlich beeinflusst wird. Er fasst die Erkenntnisse so zusammen [2]:

Die Ergebnisse der vorliegenden Beobachtungen scheinen am ehesten durch die Annahme erklärt werden zu können, daß eine Strahlung von sehr hoher Durchdringungskraft von oben her in unsere Atmosphäre eindringt, und auch noch in deren untersten Schichten einen Teil der in geschlossenen Gefäßen beobachteten Ionisation hervorruft. Die Intensität dieser Strahlung scheint zeitlichen Schwankungen unterworfen zu sein, welche bei einstündigen Ablesungsintervallen noch erkennbar sind.

Zusammen mit Carl David Anderson wurde ihm dafür 1936 der Nobelpreis für Physik für die Entdeckung der kosmischen Strahlung verliehen.

Längere Messkampagnen in Höhen über 3000 m in Ballonen durchzuführen ist nicht gerade praktisch. Da traf es sich gut, dass im August 1912 die Bahn auf das im Berner Oberland (Schweiz) auf 3500 m gelegene Jungfraujoch eröffnet wurde. 1926 unternahmen von dort aus der spätere Nobelpreisträger *Walter Nernst*, sein damaliger Assistent *Werner Kolhörster* zusammen mit *Gubert von Salis*, eine Expedition auf den benachbarten Gipfel des Mönchs auf 4100 m, wo sie in einer Schneehöhle eine Messstation errichteten und während zweier Wochen Daten sammelten [3]. Auf Initiative der Genfer Astronomen R. Gautier und G. Tiercy wurde 1928 auf dem Jungfraujoch 1928 ein kleines, astronomisches Observatorium errichtet. 1931 wurde dann nach einem Jahr Bauzeit die „Hochalpine Forschungsstation Jungfraujoch“ eingeweiht, die seither ohne Unterbruch Daten über die kosmische Strahlung liefert. Im „Sphinxgebäude“ wurde 1950 unter der Leitung von *P. M. S. Blackett* von der Universität Manchester sogar eine mit einem 14 Tonnen schweren Magneten ausgerüstete Nebelkammer installiert, mit der die genaue Messung der Energie elektrisch geladener Teilchen der kosmischen Strahlung möglich war.

2 Die Kosmische Strahlung [4]

Der Gesamtbetrag des Energieflusses der eingestrahnten Kosmischen Strahlung entspricht etwa dem eingestrahnten Lichtfluss der Sterne bei Neumond. Physikalisch interessant macht die Kosmische Strahlung, dass sie aus Teilchen besteht, die einzeln eine sehr hohe Energie aufweisen. Durch Experimente auf dem Jungfraujoch zeigt *Pierre Auger* 1938 [5], dass diese Teilchen eine Energie von 10^{15} eV haben können. Seither wurden Teilchen beobachtet, die sogar 10^{21} eV aufweisen, was weit jenseits dessen liegt, was mit dem LHC erreicht werden kann. Diese *primären* Teilchen (größtenteils Protonen) kollidieren in den oberen Schichten der Atmosphäre (ca. 20 km Höhe) mit den Kernen des Stickstoffs und Sauerstoffs und produzieren dabei einen Schauer aus über einer Million *Sekundärteilchen* je Kollision, von denen aber nur ein kleiner Teil die Erdoberfläche erreicht. Die Teilchen, die die Erdoberfläche erreichen, sind hauptsächlich Myonen. Ihre Flussdichte auf Meereshöhe beträgt etwa 100 Teilchen pro Quadratmeter und Sekunde und ihre mittlere Energie liegt um die 4 GeV [4]. Viele Aspekte der kosmischen Strahlung sind noch rätselhaft und werden in großen Experimenten untersucht [6].

3 Das Myon in der sekundären kosmischen Strahlung

Myonen gehören wie die Elektronen der Familie der Leptonen an, d. h. es sind Elementarteilchen, die nicht der starken Wechselwirkung unterworfen sind, sondern nur der elektroschwachen. Wie das Elektron besitzt das Myon eine negative Elementarladung und einen Spin von $\frac{1}{2}$. Es ist aber rund 200-mal schwerer und nicht stabil. Es hat eine mittlere Lebensdauer von ca. 2,2 μ s. Wegen seiner großen Masse von $106 \text{ MeV}/c^2$ benötigt ihre Produktion eine entsprechend hohe Energie. Diese liegt jenseits der Energien, die im radioaktiven Zerfall oder bei Kernwaffen erreicht werden. Es sind Teilchenbeschleuniger wie das CERN erforderlich, oder astrophysikalische Prozesse. In der Tat wurden sie bei der Untersuchung der kosmischen Strahlung 1936 von C. D. Anderson und S. Neddermeyer identifiziert. Seither werden die Myonen aus der kosmischen Strahlung weltweit in zahlreichen, großen Experimenten untersucht. In den letzten Jahren häuften sich bei hohen Energien von 10^{19} eV Beobachtungen von einem nicht durch die gängigen Modelle der Hochenergiephysik erklärbaren Myonenüberschuss [7]. Dieses „Myonen-Rätsel“ ist gegenwärtig Gegenstand großer experimenteller Anstrengungen und Debatten [8].

Wie oben erwähnt beträgt die Lebensdauer eines Myons 2,2 μ s. Myonen, die die Erdoberfläche erreichen, haben im Mittel immer noch eine kinetische Energie von 4 GeV, was etwa dem 40-fachen ihrer Ruhemasse entspricht. D. h. sie bewegen sich praktisch mit Lichtgeschwindigkeit. Bei klassischer Betrachtung würden sie also ungefähr 660 m weit fliegen, dann wäre die Hälfte zerfallen. Da sie in den oberen Schichten der Atmosphäre in Höhen über 10 km entstehen, müsste keines von ihnen mehr am Erdboden zu beobachten sein. ABER – gemäß der speziellen Relativitätstheorie haben bewegte Myonen eine längere Lebensdauer als ruhende: *Zeitdilatation bewegter Teilchen*. Der ruhende Beobachter auf der Erde stellt für das von ihm aus betrachtete, mit der konstanten Geschwindigkeit v

fliegende Myon eine um den Lorentzfaktor γ verlängere Lebensdauer fest, wobei

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 1 + \frac{E_{kin}}{E_{Ruhe}} \quad (1)$$

Für ein 4 GeV-Myon entspricht die Verlängerung der Lebensdauer also etwa das 40-fache, d. h. 90 μ s. Auf dem Weg von den oberen Atmosphärenschichten zum Erdboden werden deshalb nur etwa die Hälfte der Myonen zerfallen. So bleiben uns noch genügend Myonen, die wir in der Funkenkammer beobachten können.

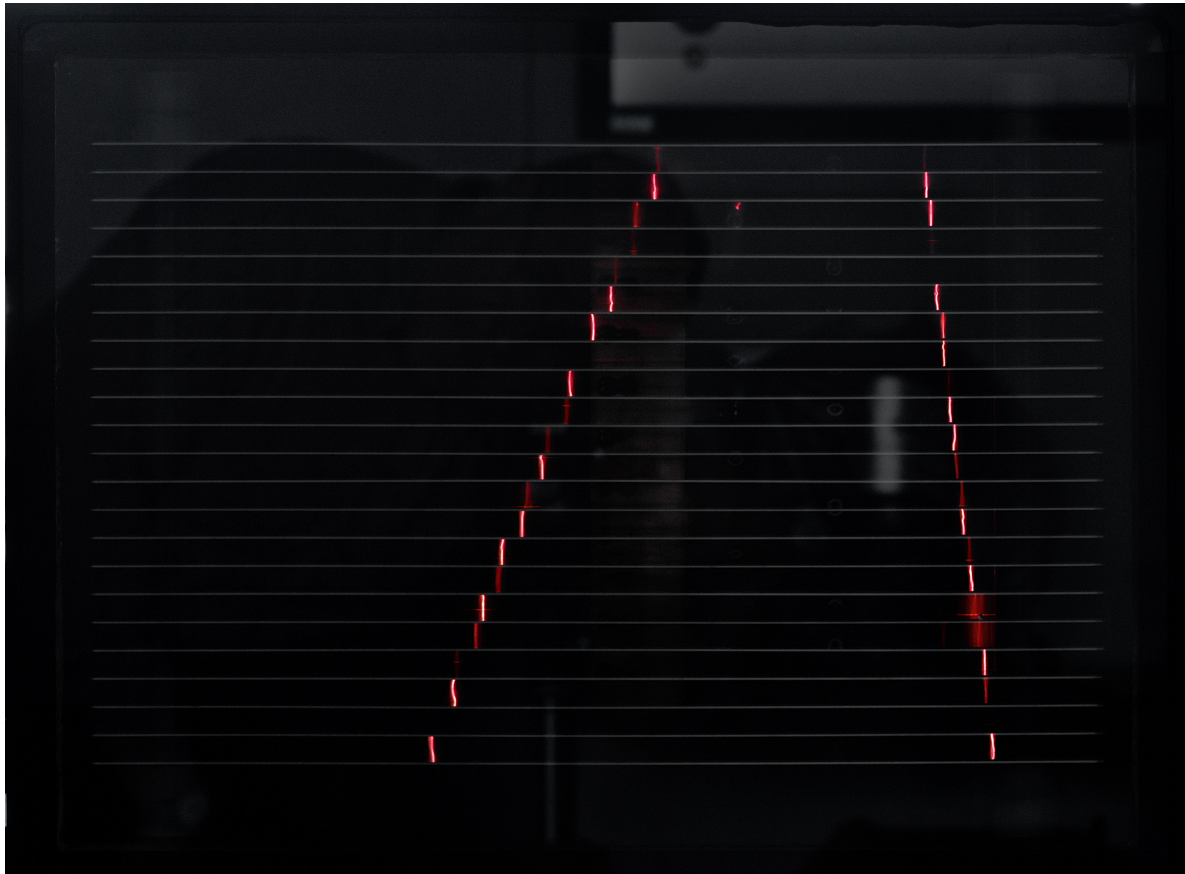


Abbildung 1: Funkenspuren zweier Myonen, die während der Belichtungszeit des Fotos im Abstand von ca. 2 Sekunden die Kammer durchquert haben.

Die Sache hat aber einen Haken. Im Volumen der Funkenkammer (vgl. Abb. 2) hat es zu jedem Zeitpunkt sehr viele Ionen und Elektronen. Es würde ständig irgendwo zwischen den Platten funken. Unter all diesen Funken eine Spur zu erkennen wäre nicht möglich. Wir müssen deshalb den Moment herausfiltern, zu dem ein Myon durch die Kammer fliegt und erst dann schnell die Spannung an die Platten legen. Wenn das alles genügend schnell geschieht, kommt hoffentlich kein anderes Ereignis dazwischen, und die Funken entstehen wirklich nur entlang der einen Myonenbahn. Wie finden wir aber heraus, dass ein Myon in die Kammer einflieg und diese wieder verlassen hat?

Myonen können nicht nur Gas ionisieren, sondern sie können bestimmte Materialien auch zum Fluoreszieren/Szintillieren bringen. Dieses Fluoreszenzlicht kann in sogenannten *Szintillatoren* als Signal für den Durchflug eines Myons ausgewertet werden. Wir haben die Funkenkammer oben und unten mit solchen Szintillatorplatten ausgerüstet; vgl. Abbildung auf der Eingangsseite, Abb. 2 und [9]. Das in diesen Platten vom Myon angeregte Fluoreszenzlicht wird dann mit einem schnellen Fotodetektor (Photomultiplier [10]) in einen elektrischen Impuls konvertiert. Wenn die Elektronik gleichzeitig einen Puls vom oberen und unteren Szintillationsdetektor empfängt, sendet sie das *Koinzidenzsignal* an den Hochspannungsschalter (Thyristorschalter [11]), der darauf die Hochspannung an den Platten in der Funkenkammer einschaltet. Das alles geschieht innerhalb einiger 100 Nanosekunden (vgl. Abb. 3), so dass im Kammergas die meisten ionisierten Atome noch nicht rekombinieren konnten und damit für den Funkenprozess noch verfügbar sind.

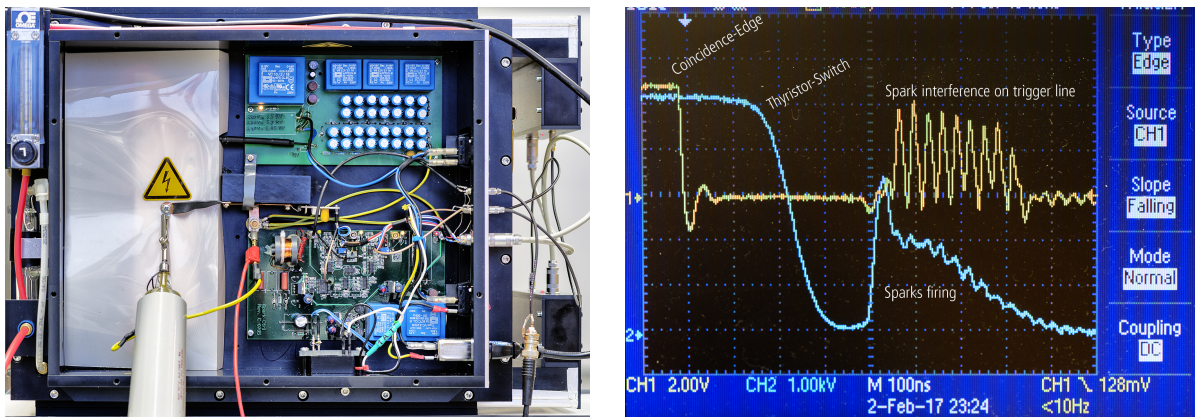


Abbildung 3: Messaufbau und Zeitablauf der Triggerelektronik. Gelb, das Koinzidenzsignal: Die fallende Flanke links signalisiert den Zeitpunkt der Koinzidenz. Nach ca. 450 ns überlagert sich eine Störung als ca. 30 MHz-Burst, die vom Funkenstrom herrührt, der das Bezugspotential schüttelt. Blau, die Hochspannung an den Platten in der Funkenkammer. Die Hochspannung von ca. 5 kV liegt 280 ns nach Koinzidenz an den Platten an. Es dauert dann noch ca. 120 ns bis sich die Funken in der Kammer voll ausgebildet haben, was am kurzen Anstieg und dem folgenden langsamen, wellenförmigen Abfall der Plattenspannung erkennbar ist.

Bemerkungen zum Gasgemisch: Der Spannungsdurchbruch im Edelgas kann durch das Paschen-Gesetz beschrieben werden. Es besagt, dass ab einem Druck von etwa 10^3 Pa die Durchbruchsspannung proportional dem Produkt von Druck p und Elektrodenabstand d skaliert. Bei den Betriebsbedingungen der Funkenkammer, $p = 10^5$ Pa und einem Elektrodenabstand von $d = 10$ mm, weist Helium mit etwa 8 kV die niedrigste Durchbruchsspannung auf, gefolgt von Neon mit etwa 10 kV und Argon mit 12 kV. Funken lassen sich also in Helium mit dem geringsten Aufwand für das Hochspannungsnetzteil erreichen. Andererseits sind aber durch den großen Anteil an kurzweiliger Emission die Funken im Helium nicht besonders gut sichtbar. Außer dem ungünstigen Emissionsspektrum trägt auch die kurze Brenndauer des Funkens von etwa $1 \mu\text{s}$ nicht zur guten Sichtbarkeit bei. Aus diesem Grunde mischen wir dem Gas etwa 30% Neon zu, was die Sichtbarkeit der Funken enorm erhöht. Der Prozess, den man sich damit zu Nutze macht ist folgender: Im Funkenplasma wird durch Stöße von Elektronen effizient Helium in den 2s-Zustand angeregt. Diese Energie kann Helium strahlungslos auf ein Neonatom übertragen, wenn sie sich im Plasma nahe kommen. In solchen „Stößen zweiter Art“ wird die He-2s-Energie von 20,61 eV direkt auf das Neon transferiert, das sogleich in den 3s-Zustand bei 20,66 eV gehoben wird. Der Neon 3s-Zustand zerfällt dann unter Abstrahlung eines roten Photons in den 2p-Zustand, der bei 18,7 eV liegt. Dieser Prozess erhöht die Sichtbarkeit des Funkens enorm. Nachteil ist, dass Neon in Druckflaschen viel teurer als Helium ist. Um den Aufwand einer Druckgasmischanlage zu vermeiden, beziehen wir für die Funkenkammer Druckflaschen mit einem 70/30% HeNe-Gemisch.

Bemerkung zur Reproduzierbarkeit der Funkensignale: Der Funke ist die sichtbare Manifestation der Ladungsrekombinationen im Plasma des Edelgases an den Stellen des Myondurchgangs. Jedes Myonereignis ist ein einmaliger Vorgang mit einer einmaligen Dynamik, die im Gas eine einmalige Signatur hinterlässt. Keine zwei Myonen hinterlassen gleiche Ladungsspuren. Dementsprechend weisen die Oszillogramme (vgl. Abb. 3 und 6) im Bereich des Funkenschlags eine variable, nicht reproduzierbare Form auf.

5 Konstruktion der Funkenkammer

Die Konstruktion der Funkenkammer folgt in weiten Teilen dem am NIKHEF in Amsterdam entwickelten Modell [12]. Wir haben dabei die Stromführungen im Bereich des Funkenstromes optimiert indem wir die Plattenanschlüsse, die Ground- und HV-Führung so kurz und massiv wie möglich ausgestaltet haben; vgl. Abb. 4. Außerdem wurde statt einer Autozündkerze ein Thyristorschalter (Behlke HTS 120-100-SCR [11]) als Hochspannungsschalter eingesetzt.

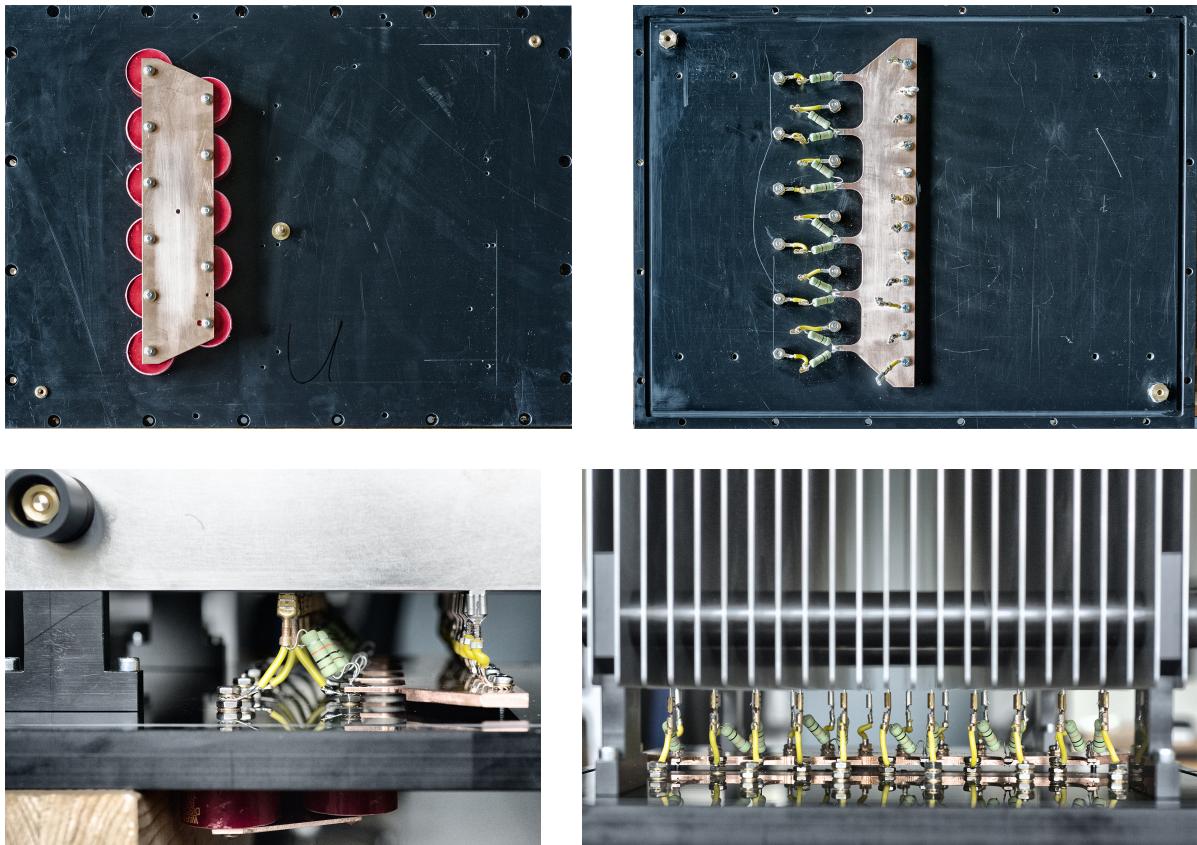


Abbildung 4: Optimierung der Stromführungen zur Reduktion der Impedanz im Funkenstromkreis. Die Anschlussstellen an den Platten wurden gegenüber dem NIKHEF-Original modifiziert. Als $10\text{ k}\Omega$ -Ladewiderstände wurden 1 W -Kohlemassewiderstände eingesetzt.

Ausblick

Auf der Grundlage des Blockschaltbilds Abb. 2 haben wir mit Siegfried Schmid vom Institut für Hochenergiephysik (HEPHY) der Österreichischen Akademie der Wissenschaften in Wien überlegt, ob es nicht gelingen könnte, die 2,2 nF-Hochspannungskondensatoren direkt in die Platten zu integrieren, indem diese als Multilayerboards, z. B. aus FR4-Verbundmaterial, aufgebaut werden. Das würde etwa so aussehen:

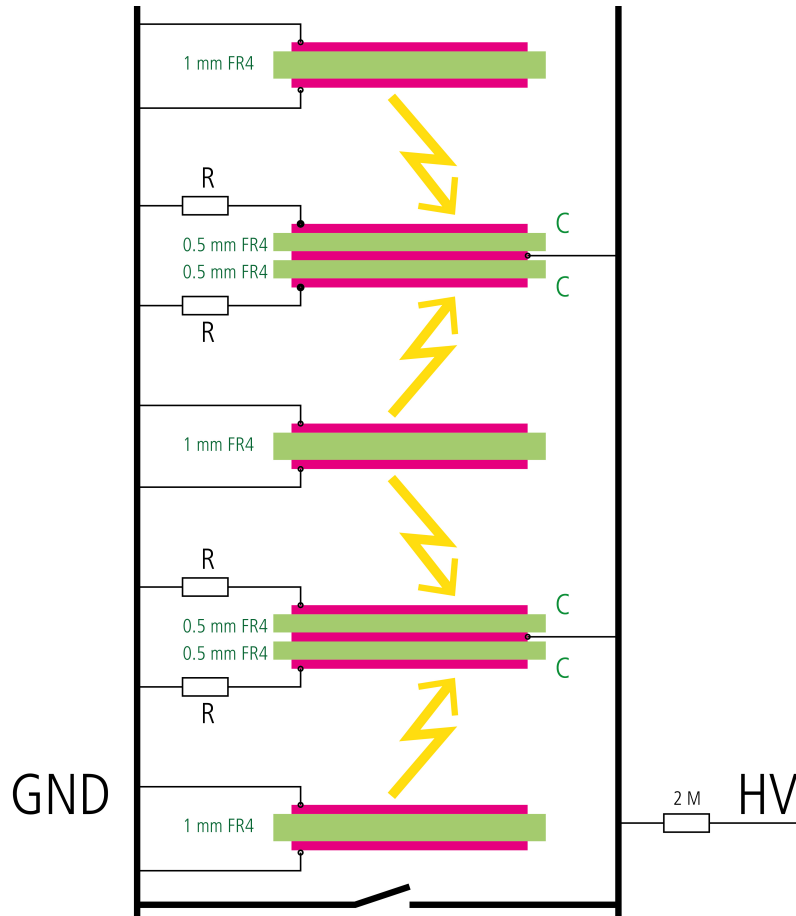


Abbildung 5: Variation des Funkenkammeraufbaus in dem die Hochspannungskondensatoren direkt in den Platten integriert sind, die als FR4-Multilayerplatten [13] aufgebaut werden.

FR4-Material als Dielektrikum weist eine Durchschlagsfestigkeit von mindestens 30 kV/mm und eine relative Dielektrizitätskonstante ϵ_r zwischen 4-5 auf [13]. Für die Plattengröße unserer Funkenkammer von 0,2 m \times 0,4 m würde das eine Kapazität $C \approx 6$ nF ergeben. So ein Aufbau würde zu wesentlich kürzeren Verbindungen führen, was die Impedanzen signifikant reduziert. Da die Speicherkondensatoren unmittelbar beim Funken angesiedelt sind, und zudem jetzt jede Funkenstrecke ihren eigenen Ladungsspeicher zugeordnet hat, ist so auch eine regelmässige Funkenbildung zu erwarten. Die Ladewiderstände R wären an die Kapazität C anzupassen, so dass ihr Produkt RC etwa den ursprünglichen 25 μ s entspricht.

6 Beobachtung des Elektromagnetischen Pulses

Die Brenndauer eines Funkens, vgl. Abb. 2, beträgt etwa 1 Mikrosekunde. In dieser Zeit werden die der Entladungsstrecke zugeordneten Speicherkondensatoren entladen, wobei ein hoher Strom fließt. Jeder der 22 Funkenstrecken (Entladung zwischen jeweils zwei Platten) ist ein Stromkreis zugeordnet, der durch die im Speicherkondensator gespeicherte Ladung gespeisen wird; Ladespannung 5,6 kV. Die ausgeprägte nichtlineare Leitfähigkeit des Plasmas in der Funkenstrecke zusammen mit den Impedanzen des Entladestromkreises entfachen durch den schnellen Stromanstieg starke Oszillationen bei ca. 20 MHz. Dieser oszillierende, hohe Strom wird als *Elektromagnetischer Puls* EMP abgestrahlt. Jeder der 22 Stromkreise beginnt an der jeweils positiven Elektrode des Speicherkondensators, führt über den geschlossenen Hochspannungsschalter auf die massive Grundplatte, an die die Grundelektroden des Funkenplattenstapels angeschlossen sind, über den Funken und die Gegen-Funkenplatte zurück zum Speicherkondensator. Die Geometrie dieser geschlossenen Strombahn hängt also von der Stelle ab, an der das Myon den Plattenstapel durchquert hat.

Die Verbindungen in der Funkenkammer wurden so kurz als möglich realisiert. Die Stromschlaufen sind in Realität nicht eben und haben eine unregelmäßige, polygonale Form. Im ungünstigsten Fall in dem ein Myon durch eine Plattenecke fliegt und dort einen Funken auslöst, hat die Stromschleife eine Größe von ca. 250 mm × 50 mm. Im günstigsten Fall (Myon fliegt in der Nähe des Plattenanschlusses durch) beträgt die Schlaufengröße ca. 50 mm × 50 mm. In diesem Sinne führt dann jedes registrierte Myon zu 22 Stromschlaufen, die sich zu einer komplexen Stromverteilung im Raum überlagern, die zusammen ein multipoliges Magnetfeld aufbauen.

Für eine grobe Abschätzung wollen wir diese komplexe räumliche Stromverteilung als kreisförmig laufenden Strom $i(t)$ mit Radius $\rho = 100$ mm approximieren. Dieser Kreisstrom erzeugt ein Magnetfeld \vec{B} . Senkrecht zur Kreisstromebene $i(t)$ beträgt im Abstand z zum Kreisstrom die Feldstärke B

$$B = \mu_0 \frac{i \cdot \rho^2}{2(z^2 + \rho^2)^{3/2}} \quad (2)$$

Wir interessieren uns für das Magnetfeld im Abstand $z \geq 1$ m. Dann vereinfacht sich (2) zu

$$B \approx \mu_0 \frac{i \cdot \rho^2}{2z^3} \quad (3)$$

Zur Messung des EMP, haben wir im Abstand $z = 1$ m zur Funkenkammermitte mit einer Drahtwindung (Durchmesser $2r = 66$ mm) das Magnetfeld registriert und mit dem Oszilloskop aufgezeichnet; vgl. Abb. 6. Die gemessene Spannung $U(t)$ am Ende der Drahtwindung ($2r = 66$ mm) ist auf die Änderung des magnetischen Flusses Φ durch die Windung zurückzuführen. Wenn wir annehmen, der Fluss Φ ändere sich über der Fläche der Drahtwindung örtlich nur schwach, dann messen wir an der offenen Windung die Spannung

$$U = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \vec{B} \cdot \vec{A} = \vec{A} \cdot \frac{d\vec{B}}{dt} \quad (4)$$

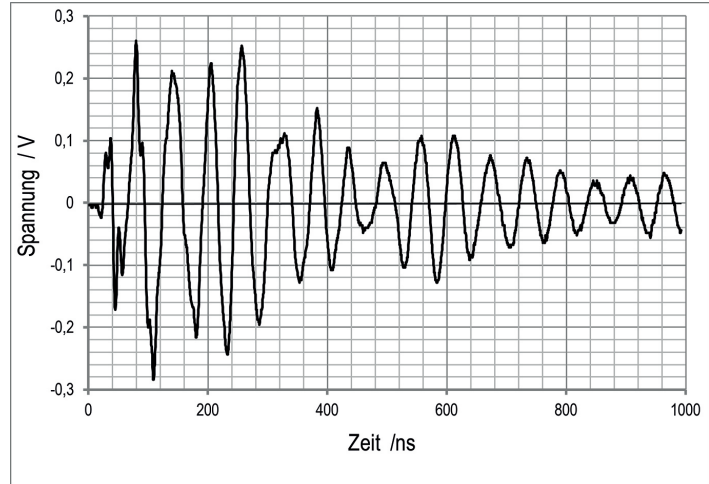
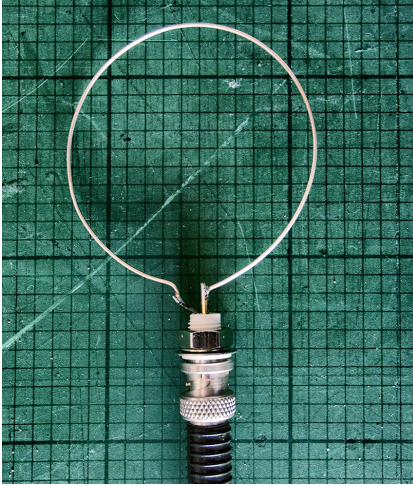


Abbildung 6: Drahtwindung zur Messung des elektromagnetischen Pulses (Durchmesser $2r = 66$ mm). Rechts typisches Signal. Der Signalverlauf ist von einem Myonen-Funken zum anderen stark unterschiedlich. Im Abstand $z = 1$ m der Drahtwindung zur Funkenkammer waren Amplituden und Zeitverlauf jedoch jeweils innerhalb 50% mit der abgebildeten vergleichbar (Bandbreite des Oszilloskops 10 MHz). Ein reproduzierbarer Zusammenhang von Orientierung der Schlaufenachse zur Funkenkammergeometrie und Ort im Raum konnte mit dieser simplen Messtechnik nicht ausgemacht werden.

Aus der gemessenen Spannung können wir das Magnetfeld B an der Stelle der Drahtwindung abschätzen zu

$$B = \int \frac{U}{A} dt = \frac{1}{A} \int \hat{U} \sin \omega t dt = -\frac{\hat{U}}{\omega A} \cos \omega t = -\hat{B} \cos \omega t \quad (5)$$

Setzen wir die Werte ein, die in Abb. 6 dokumentiert sind: $\hat{U} = 0,3$ V, $A = r^2 \pi$ mit $2r = 66 \cdot 10^{-3}$ m und $\omega = 2\pi \cdot 20 \cdot 10^6$ s $^{-1}$:

$$\hat{B} = \frac{\hat{U}}{\omega A} = \frac{4 \cdot 0,3 \text{ V}}{(66 \cdot 10^{-3} \text{ m})^2 2\pi^2 \cdot 20 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}} = 0,7 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} = 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ T} \quad (6)$$

Mit Gleichung (3) können wir damit die Stromstärke \hat{i} in der Funkenkammer abschätzen (es war $z = 1$ m und $\rho = 100$ mm) zu:

$$\hat{i} \approx \frac{2\hat{B}z^3}{\mu_0 \rho^2} = \frac{2 \cdot 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ T} \cdot 1 \text{ m}^3}{4\pi \cdot 10^{-7} (\text{Vs/Am}) (100 \cdot 10^{-3} \text{ m})^2} = 111 \text{ A} \quad (7)$$

Somit könnten wir in Abb. 6 die Spannungsachse als Strom durch die Funkenkammer interpretieren, wobei 0,3 Volt dann 111 A entsprechen. Wie oben erwähnt, weist die Stromverteilung in der Funkenkammer, die zum abgestrahlten Elektromagnetischen Puls führt, eine komplizierte räumliche Verteilung auf. Gemäß unserer Beobachtung ist

im Abstand eines Meters von der Kammer praktisch keine Richtungsabhängigkeit des Magnetfeldsignals mehr festzustellen. Für Abschätzungen der Störungsemissionen der Funkenkammer kann daher bei Abständen des Messorts ≥ 1 m von einem magnetischen Dipol als Störquelle ausgegangen werden, das in Richtung Messort strahlt und als Kreisstrom von 111 A (Radius $\rho = 100$ mm), der mit 20 MHz schwingt und nach 1 Mikrosekunde auf Null abgeklungen ist, modelliert werden kann.

7 Technische Daten der tragbaren Funkenkammer

- Gasvolumen: 35 l
- Kammergas 70% Helium 30% Neon
- Betriebsdruck: Umgebungsdruck ca. 10^5 Pa
- Gasstrom im Betrieb: 1,3 l/h (2,8 s/ml)
- Gasstrom bei Spülung: 8 l/h (22,5 s/50 ml)
- Maximale Sauerstoffkonzentration: 1‰
- Hochspannung: +5,6 kV
- Plattenkapazität: 152 pF
- HV-Kondensatorenkapazität: 2,5 nF
- Kapazität des ganzen Plattenstapels: 1,87 nF
- Szintillatoreneingänge: Diskriminatorpegel: -30 mV, Impedanz 470 Ω
- Netzspannung: 230 V ± 10 V
- Gewicht: 34 kg (Funkenkammer ohne Szintillatoren und Zubehör)

Die hier beschriebene Funkenkammer ist ein Laborgerät. Wir weisen darauf hin, dass nicht geprüft ist, dass dieses Gerät die europäischen CE-Bedingungen erfüllt.

Danksagungen

Wir danken Fred Hartjes (NIKHEF - Nationaal Instituut voor Kernfysica en Hoge Energie-Fysica, Amsterdam) für die Überlassung wichtiger Komponenten der Elektronik und Szintillatoren und seine mannigfaltigen, kostbaren Ratschläge. Siegfried Schmid (Institut für Hochenergiephysik (HEPHY) der Österreichischen Akademie der Wissenschaften, Wien), der eine Funkenkammer für das Technische Museum in Wien konstruierte, danken wir für ausführliche Berichte seiner Erfahrungen und erhellendes Fachsimpeln. Florian Brabetz von Behlke Power Electronics GmbH in Kronberg i. Ts. (stolzer Alumnus der TU Darmstadt, Fachgebiet Hochspannungstechnik), danken wir für wertvolle Hinweise

zum Betrieb von Thyristorschaltern. Anton Andronic von der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt) danken wir für seine Hilfe in der kritischen Phase, als Ersatzkomponenten für die Szintillatoren benötigt wurden. Ohne die Hilfe und das Mitdenken aller Beteiligten in den Werkstätten des Instituts für Angewandte Physik der TU Darmstadt wäre der Bau der beiden Funkenkammern nicht möglich gewesen. Die Finanzierung des Projekts wurde durch die wohlwollende Unterstützung der Vertreter der Studierenden und der Fachschaft im QSL-Ausschuss des Fachbereichs Physik auf sichere Beine gestellt.

Literatur

- [1] Theodor Wulf: <http://www.rudolf-fricke.de/Wulf.htm>
- [2] Viktor F. Hess: *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*; Physik. Zeitschr. **13**, 1084, 1912.
<https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/public/HessArticle.pdf>
Viktor F. Hess: *Über den Ursprung der durchdringenden Strahlung*; Physik. Zeitschr. **14**, 610, 1913.
http://physik.uibk.ac.at/hephy/Hess/homepage/en/hess_paper02.html
- [3] G. von Salis: *Beiträge zum Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung – Beobachtungen im Jungfraugebiet 1927*; Zeitschr. für Physik, **50**, 793-807, 1928
- [4] <http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/rpp2015-rev-cosmic-rays.pdf>
- [5] Pierre Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and Robley A. Fréon: *Extensive Cosmic-Ray Showers*, Rev. Mod. Phys., **11**, 288, 1939
- [6] Populärwissenschaftliche Berichte über den Stand der Forschung:
<https://www.youtube.com/watch?v=qPh8mHLv4Eg>
https://www.youtube.com/watch?v=o_gF51Vs_kw
<https://www.youtube.com/watch?v=aLKDvCSYbpk>
- [7] A. Aab et al. (Pierre Auger Collaboration): *Testing Hadronic Interactions at Ultrahigh Energies with Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory*; Phys. Rev. Lett. **117**, 192001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.192001>
- [8] ALICE Collaboration: *Study of cosmic ray events with high muon multiplicity using the ALICE detector at the CERN Large Hadron Collider*;
<https://arxiv.org/pdf/1507.07577.pdf>
- [9] A. Bamberger, et. al.: *The Presampler for the Forward and Rear Calorimeter in the ZEUS Detector*, <https://arxiv.org/abs/hep-ex/9609006>
- [10] https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/H11900_H11901_TPM01076E.pdf

[11] <http://www.behlke.com/pdf/120-100-scr.pdf>

[12] [http://www.nikhef.nl/pub/departments/mt/projects/Sparkchamber/Portable\(Small\)/](http://www.nikhef.nl/pub/departments/mt/projects/Sparkchamber/Portable(Small)/)

[13] Zum Beispiel: <http://www.richter-leiterplatten.de/produkte/materialien.html>