

Einfluss der Rissdynamik auf die Anstiegszeit von elektromagnetischer Emission und Schallemission

Christoph F. APPEL¹, Markus G. R. SAUSE¹

¹ Universität Augsburg, Am Technologiezentrum 8, 86159 Augsburg

Kontakt E-Mail: markus.sause@mrm.uni-augsburg.de

Kurzfassung. Beim Bruchvorgang von Materialien kommt es neben der Entstehung von Schallemission durch die ruckartige Mikroverformung auch zur Entstehung von elektromagnetischer Emission durch die ruckartige Bewegung von Ladungsträgern. Beide Phänomene sind geprägt von der Rissdynamik, d.h. der Geschwindigkeit der Rissausbreitung, der Schwingung der Rissflanken nach dem Abstoppen eines Risses, sowie der generellen makroskopischen Bewegung des Materials. Die Kombination der beiden Messverfahren hat verschiedene Vorteile, jedoch ist insbesondere die Bestimmung des ersten Anstiegs der mikroskopischen Bewegung von großem Interesse zum besseren Verständnis beider Signalarten. Im vorliegenden Fall wurden die Methoden mit Aufnahmen einer High-Speed-Kamera kombiniert, die zusätzlich eine bildgebende Erfassung des Rissfortschritts erlaubt. Die aus den Bilddaten extrahierten zeitabhängigen Rissverläufe werden als Grundlage für eine numerische Berechnung der entstehenden Signale verwendet und belegen damit grundsätzliche Überlegungen zum Zusammenhang zwischen Rissdynamik, Schallemissionssignalen und elektromagnetischen Signalen. Insbesondere mit Blick auf die Anstiegszeit konnte gezeigt werden, dass diese im Falle der elektromagnetischen Emission von der makroskopischen Relativbewegung der Bruchflächen während aber vor allem nach dem Risswachstum dominiert wird, wohingegen die Anstiegszeit der Schallemission, wie bereits vormals gezeigt, durch die mikroskopische Bewegung der Rissflanken während des Risswachstums und der anschließenden Trägheitsbewegung bestimmt wird. Durch die Kombination von elektromagnetischer Emission und Schallemission können somit die konsekutiven bruchdynamischen Prozesse ganzheitlich abgebildet werden.

1. Einführung

Das Phänomen der elektromagnetischen Emission (EME) während des Bruchs von Materialien ist seit mehreren Jahrzehnten bekannt und stand ursprünglich aufgrund seiner vielversprechenden Anwendung in der Geologie als Frühwarnsystem für Gesteinsbrüche im Mittelpunkt der Forschung. Seitdem wurde das Auftreten von EME in vielen theoretischen und experimentellen Studien für eine Vielzahl unterschiedlicher Materialien untersucht [1-13]. Dennoch ist die Verwendung von EME zur Materialcharakterisierung als Methode der zerstörungsfreien Prüfung (ZfP) noch wenig erforscht. Die Messung von EME bietet jedoch die Möglichkeit, auf mikroskopischer Ebene direkt Informationen über das Materialversagen zu erhalten, z.B. über die Ausrichtung der Bruchflächen aufgrund der ausgeprägten Richtcharakteristik der EME-Quellen [10, 13].



Es gibt verschiedene Modelle, die den Ursprung der elektromagnetischen Emission beschreiben, aber die am meisten akzeptierten Modelle haben gemeinsam, dass die elektromagnetischen Felder hauptsächlich durch die Trennung elektrischer Ladungen infolge des Bruchs chemischer Bindungen und der anschließenden räumlichen Verschiebung und Bewegung dieser Ladungen erzeugt werden. Folglich sind die zeitlichen Merkmale der EME direkt mit der Dynamik des Bruchprozesses und den mechanischen Materialeigenschaften verbunden. Die bestehenden Modelle zur Erklärung des EME-Phänomens lassen sich grob in Versetzungsmodelle, Entladungsmodelle, Kondensatormodelle und elektrische Oberflächenwellenmodelle einteilen. Das letztgenannte Modell - vorgeschlagen von Frid et al. (2003) und Rabinovitch et al. (2007) - konnte die Unzulänglichkeiten der anderen Modelle überwinden, da es davon ausgeht, dass die EME auf drei Hauptbeiträge zurückzuführen ist. Diese sind erstens die Erzeugung einer elektrischen Ladungsquelle, deren Stärke proportional zur Rissfläche ist, zweitens die Ladungsschwingungen auf beiden Seiten des Risses aufgrund von elektrischen Oberflächenwellen und drittens das Abklingen der elektrischen Oberflächenwellen mit der Zeit. Basierend auf dieser Überlegung schlugen Gade et al. eine Erweiterung des EME-Modells vor, die den dynamischen Beitrag der Bruchoberflächenbewegung, der vom plötzlichen Bruch ausgeht, hinzufügt [10]. Dies wiederum entspricht nachweislich dem hochfrequenten Beitrag, der bei der Schallemission (SE) zu beobachten ist [10].

In der Theorie der EME spielt die elektrische Leitfähigkeit eine entscheidende Rolle, da sie die Relaxationszeitkonstante der elektrischen Ladungen bestimmt. Daher wird erwartet, dass stark leitfähige Materialien bestehende Ladungsungleichgewichte – hervorgerufen durch aufgebrochene Bindungen – schnell umverteilen. Im Gegensatz dazu wird erwartet, dass stark isolierende Materialien bestehende Ladungsungleichgewichte über einen längeren Zeitraum aufrechterhalten. In Kombination mit den beteiligten Zeitskalen des Risswachstums und der Bruchflächenoszillation kommt damit eine dritte charakteristische Zeitskala hinzu, die zum Verständnis der EME-Quellen berücksichtigt werden muss. Der Nachweis der elektrischen Komponente des EME-Signals erfolgt mit kapazitiven Sensoren wie Antennen oder Kondensatoren aus elektrisch leitendem Material, die an die elektrischen Feldkomponenten im reaktiven Nahfeld der EME-Quelle koppeln. Der Vorteil gegenüber der Messung der magnetischen Komponente mit induktiven Sensoren wie Spulen oder Schleifen ist die relativ flache Ansprechcharakteristik über einen breiten Frequenzbereich [14].

In der Vergangenheit wurde das Auftreten von EME für bestimmte Materialklassen mit einer Vielzahl von Versuchsansätzen und -aufbauten untersucht, die sich hinsichtlich der Messsysteme, der mechanischen Belastungskonzepte und der Erfassungssysteme erheblich unterscheiden [1,3,4,9,13]. Dies macht den Vergleich zwischen den für verschiedene Materialien veröffentlichten Ergebnissen zu einem schwierigen Unterfangen. Aus diesem Grund wurde vor einiger Zeit ein standardisierter Aufbau zur Untersuchung der EME mit einem definierten Sensorsystem und einheitlichen Single Edge Notched Beam (SENB) Probengeometrien [17] für eine Vielzahl von Materialien vorgeschlagen. Dies ermöglicht es uns, die erhaltenen EME-Signalmerkmale nicht nur im Hinblick auf unterschiedliche Rissgrößen innerhalb eines Materials, sondern auch auf die unterschiedlichen Materialeigenschaften zwischen den verschiedenen Materialklassen zu vergleichen. Dies ist von großer Bedeutung für eine zukünftige Etablierung und Anwendbarkeit der EME-Analyse als ZfP-Methode.

Während verschiedene grundsätzliche Zusammenhänge zwischen EME-Signalen und SE-Signalen bereits in der Vergangenheit berichtet worden sind, bleibt der genaue Zusammenhang zwischen charakteristischen Merkmalen der Signale, wie beispielsweise der

Anstiegszeit und den physikalischen Vorgängen beim Bruch, insbesondere der damit verbundenen Dynamik, weiterhin Gegenstand aktueller Forschung.

2. Experimenteller Aufbau

2.1 Versuchsaufbau

Das von uns verwendete Messsystem zur Untersuchung von EME und SE beim Bruchvorgang von Materialien wurde bereits in [10] ausführlich charakterisiert und beschrieben. Anders als in [10] wurde der aktuelle Versuchsaufbau leicht modifiziert und hinsichtlich der mechanischen Teile verbessert (siehe Abb. 1). Untersucht werden einseitig gekerbte 3-Punkt-Biegeproben (SENB).

Der Aufbau besteht aus einer geerdeten Abschirmbox aus einer Aluminiumlegierung mit einer Wandstärke von 3 mm, die eine Beeinflussung der Messung durch äußere Störquellen unterdrückt und die von der Universalprüfmaschine elektrisch isoliert ist. Die Wirksamkeit und Notwendigkeit einer solchen Abschirmbox wurde bereits in [10] gezeigt. Alle Teile innerhalb der Abschirmbox sind aus Polymeren gefertigt, mit Ausnahme der EME-Sensoren, ihrer Verkabelung und der Auflager der Biegevorrichtung aus Aluminiumoxid (Al_2O_3). Der Sockel der Biegevorrichtung besteht aus Polyoxymethylen (POM), die Biegevorrichtung selbst mit den integrierten Al_2O_3 -Auflagern sowie der Sensorhalter wurden aus Polylactid (PLA) 3D-gedruckt und die Zuführungsstange mit Prüfstempel aus Polymethylmethacrylat (PMMA) gefräst. Die Verwendung von nichtleitenden Materialien ist essenziell, da jegliche leitende Materialien die elektrische Feldverteilung erheblich beeinflussen würden, was zu einer abnehmenden Empfindlichkeit des Sensors und einer verzerrten Charakteristik des EME-Feldes um die Quelle führt. Nachteile, die sich daraus ergeben, sind die hohe Nachgiebigkeit der Halterung im Vergleich zu den SENB-Proben und die Tatsache, dass Kunststoffe dazu neigen, sich elektrostatisch aufzuladen.

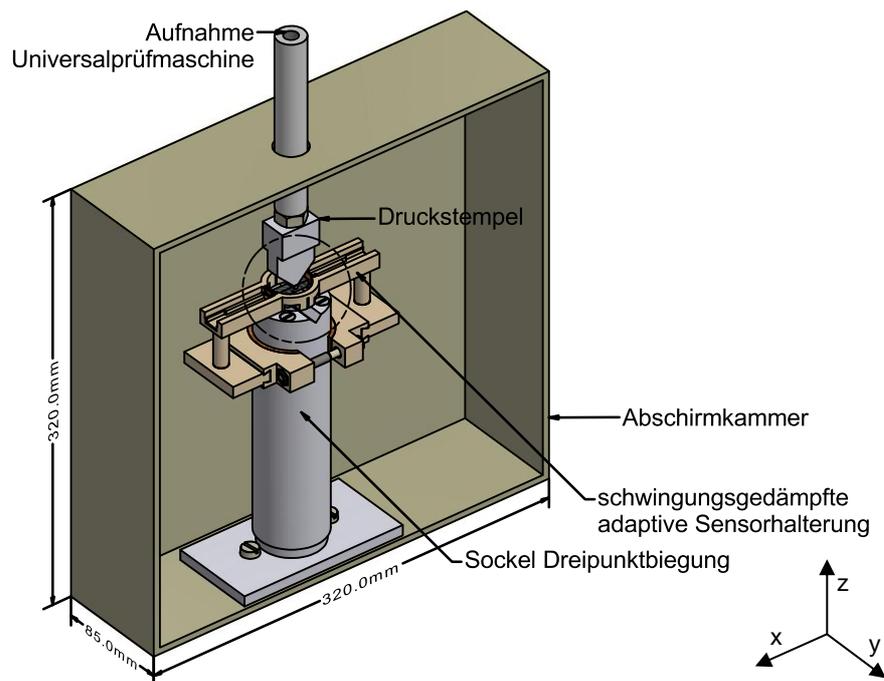


Abb. 1: Versuchsaufbau für die Messung von EME-Signalen unter Last bei Tests mit einseitig gekerbten Biegebalken

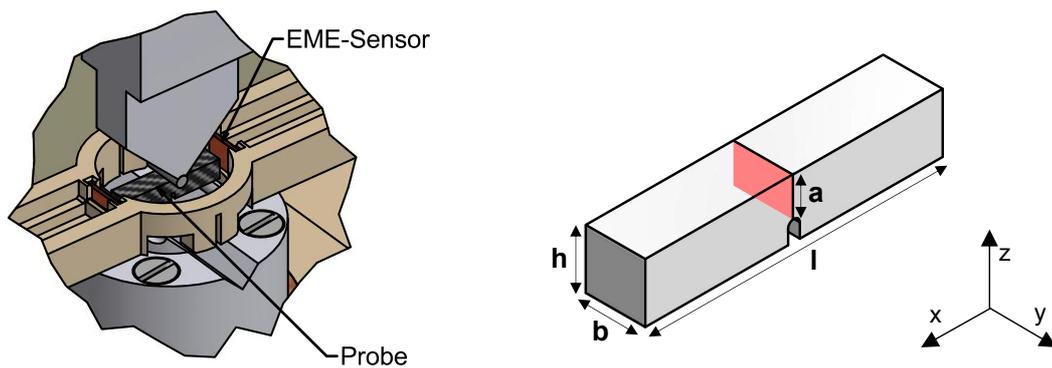


Abb. 2: Detail der EME-Sensorplatzierung relativ zur Bruchfläche in yz-Ebene (links) und Geometrie der verwendeten SENB-Proben (rechts)

Um dem entgegenzuwirken und eine korrekte mechanische Prüfung zu ermöglichen, wurde die Nachgiebigkeit des Aufbaus allein untersucht und in seinem linear-elastischen Bereich mit durchschnittlich $0,79 \mu\text{m/N}$ Nachgiebigkeit gemessen. Die Biegevorrichtung wird für die Prüfung einer SENB-Probe verwendet, wie in Abbildung 2b dargestellt. Die Vorrichtung umfasst Auflager mit einem Radius von 1,5 mm und einer Stützweite von 20 mm. Bei der verwendeten Universalprüfmaschine handelt es sich um eine Zwick ZT 5.0, die einen weggesteuerten mechanischen Vorschub mit einer konstanten Geschwindigkeit von 2 mm/min ermöglicht. Die aufgebrachte Kraft wurde mit einer 5 kN Xforce HP Kraftmessdose gemessen.

Ein Vorteil des Versuchsaufbaus aus Polymeren sind die guten Dämpfungseigenschaften aufgrund ihrer geringeren Steifigkeit im Vergleich zu herkömmlichen Stahlteilen. Dadurch werden zusätzliche mechanische Schwingungen direkt nach dem Bruch in die Probe stark gedämpft. Darüber hinaus ist die Kontaktfläche zwischen dem Sockel der Vorrichtung und dem Sensorhalter mit einer Korkmatte getrennt und die Füllung der 3D-gedruckten Polymerteile des Halters weist eine gyroide Struktur auf, die jeweils gute Dämpfungseigenschaften aufweisen und damit eine mechanische Entkopplung des EME-Sensors von der Prüfvorrichtung gewährleistet.

2.2 Messtechnik

Für den Nachweis der EME-Signale wurde ein kapazitiver Sensor verwendet, der aus einer 7 mm x 10 mm großen Kupferplatte mit einer Dicke von 1 mm besteht. Sein Frequenzgang wurde bereits in [10] untersucht und zeigt eine Hochpass-Charakteristik mit einer Grenzfrequenz von etwa 1 kHz. Dieser Sensor koppelt an die elektrische Feldkomponente im reaktiven Nahfeld der EME-Quelle und bildet eine Äquipotentialfläche innerhalb des elektrischen Feldes. Die Potentialdifferenz zwischen dieser Fläche und dem Bezugspotential der geerdeten Abschirmbox ist die gemessene Spannung, die im weiteren Verlauf als EME-Signal bezeichnet wird.

Das EME-Signal wurde mit einer JFET-Verstärkerschaltung, die bereits in [10] charakterisiert wurde, um 27 dB vorverstärkt. Nach der Verstärkung wurden die Signale mit einem PCI-2 System (Mistras, Software: AEwinTM) unter Verwendung eines Trigger-basierten sowie eines Streaming-basierten Erfassungsmodus mit einer Schwelle von 30 dB (oberhalb eines durchschnittlichen Rauschpegels von 28 dB), 10 μs Peak-Definition-Time (PDT), 1000 μs Hit-Definition-Time (HDT) und 100 μs Hit-Lockout-Time (HLT) als Softwareeinstellungen erfasst. Darüber hinaus wendet die Software einen 1 kHz Butterworth-Hochpass 4. Ordnung und einen 3 MHz Butterworth-Tiefpass 6. Ordnung mit rechteckiger Fensterfunktion an.

2.3 Kombination mit High-Speed Kamera

Um die bisherige Messtechnik zu komplettieren und mit einer unabhängigen Methode den tatsächlichen Rissfortschritt zu bestimmen, wurden unterschiedliche Materialien im Drei-Punkt-Biegeversuche mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (Photron Fastcam Mini UX50) mit einer Bildrate von bis zu 100.000 Bilder pro Sekunde (fps) begleitet. Zusätzlich wurde mithilfe eines auf die Probe gerichteten pulsierenden Lasers eine Möglichkeit geschaffen, die Kamerabilder mit der Messung der EME-Signale zeitlich zu synchronisieren, indem die Impulsspannung für den Laser gleichzeitig in das Messsystem für die EME-Detektion eingespeist wurde. In der Bildreihe ist der Laserpuls wiederum in den Frames sichtbar, so dass dies zur Synchronisation beider Messsysteme genutzt werden kann.

3. Ergebnisse

In Abbildung 3 ist das Ergebnis einer Messung am Beispiel einer PMMA-Probe dargestellt. Die Bildrate betrug in diesem Fall 50.000 fps, was zu einer zeitlichen Mittelung eines Bildes über $20 \mu\text{s}$ führt. Die einzelnen $20 \mu\text{s}$ langen Bilder sind in der Abbildung nebeneinander gereiht dargestellt und zeigen den blau markierten Ausschnitt der SENB-Probe oberhalb der Kerbe. Das aufgrund der Bildrate nicht genauer zu bestimmende Zeitintervall, in dem die Rissinitiierung einsetzt, ist dementsprechend $20 \mu\text{s}$ breit und links in Rot dargestellt. Die Pre-Trigger-Time, also die Zeit zwischen Aufzeichnungsbeginn und tatsächlicher Rissinitiierung, beträgt in diesem Fall entsprechend $60 \mu\text{s}$.

3.1 High-Speed Kamera

Wie in Abbildung 3 gezeigt ist anhand der Bildreihe kein signifikanter Rissfortschritt nach dem dritten aufgezeichneten Bild mehr erkennbar. Dieser anhand der Bildreihe ermittelte Zeitpunkt $t = 110 \pm 10 \mu\text{s}$ liegt deutlich vor dem Erreichen des (betragsmäßigen) Amplitudenmaximums der gemessenen EME-Signalspannung bei $t_{rise} = 255 \mu\text{s}$ auf der Zeitskala. Mit diesen Messungen konnte daher gezeigt werden, dass das Risswachstum zeitlich bereits deutlich vor Erreichen der (betragsmäßig) maximalen EME-Signalamplitude zum Zeitpunkt t_{rise} abgeschlossen ist – im scheinbaren Konflikt mit der bisher gängigen Modellvorstellung. Diese würde einen Anstieg der EME-Signalsstärke nur während der Risswachstumsphase vermuten lassen, solange weitere Bindungen getrennt werden und dadurch das Ladungsungleichgewicht weiter anwächst.

3.2 FEM-Modellierung

Da die Ergebnisse aus Abbildung 3 systematisch für verschiedene Werkstoffe reproduzierbar aufgetreten sind, wurde ein Ansatz mittels Finite-Elemente-Modellierung gewählt, um diese besser einordnen zu können. Hierzu wurde ein Modell umgesetzt, welches die Bewegung der beiden Bruchhälften mit aufgeprägter Ladung simuliert. Hierzu wurde die Software Comsol Multiphysics® mit dem Elektrostatik-Modul verwendet. Als Zeitschritt zwischen den jeweils stationären Berechnungen wurde bedingt durch die zeitliche Auflösung der High-Speed-Kamera in diesem Fall ein Intervall von $40 \mu\text{s}$ gewählt. Die minimale Auflösung des Rechennetzes betrug $0,47 \text{ mm}$, die maximale Auflösung in den homogenen Luft-Bereichen 11 mm und wurde durch Konvergenzstudien hinsichtlich einer zunehmenden Netzverfeinerung bis zu $0,23 \text{ mm}$ minimaler Auflösung und $2,0 \text{ mm}$ maximaler Auflösung verifiziert. Zur Beschreibung der Bewegung der beiden Bruchhälften wurde eine experimentelle Datengrundlage genutzt.

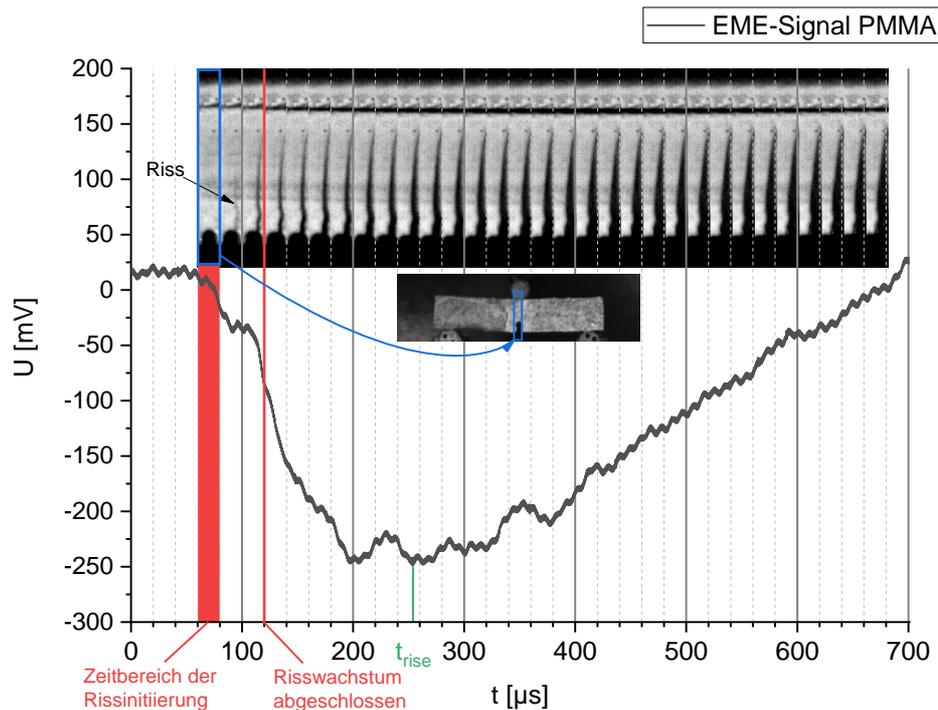


Abb. 3: Darstellung der mit 50.000 fps aufgenommenen, zeitlich synchronisierten Bilderserie vom Risswachstum in PMMA mit dem detektierten EME-Signal, wobei das Risswachstum zeitlich deutlich vor Erreichen der maximalen EME-Amplitude bei t_{rise} abgeschlossen ist.

Hierfür wurde die Bewegung der beiden Bruchhälften aus den Bildsequenzen (s. Abb. 3) durch einen Tracking-Algorithmus mithilfe der Software Blender parametrisiert und extrahiert. Die Koordinaten sowie Rotationswinkel der Bruchhälften konnten anschließend als Eingangsparameter für eine quasi-stationäre Simulation der Bewegung genutzt werden (s. Abb. 4a). Hierfür wurden als Randbedingungen lediglich eine zeitlich konstante Oberflächenladung (was im Falle von PMMA im Zeitbereich der Messung eine gute Näherung ist) mit jeweils umgekehrtem Vorzeichen auf den beiden Bruchflächen und eine Erdung auf einer Fläche, die in Größe und Abstand der Abschirmkammer im realen Experiment gleicht, angenommen. Als Ergebnis der Simulation wurde das (über die Fläche gemittelte) Potential an der dargestellten Sensorgeometrie berechnet. Dieses ist in Abbildung 4b dargestellt.

Zum direkten Vergleich mit den experimentell gemessenen EME-Signalen muss zusätzlich der Einfluss der Messkette auf die Signalform berücksichtigt werden. Hierzu wurde angelehnt an die Vorgehensweise in [10] das simulierte Signal aus Abbildung 4b mithilfe eines Arbiträrwellengenerators erzeugt und in die reale Messkette eingespeist. Die Gegenüberstellung des dadurch erhaltenen „gefilterten“ numerischen Signals mit dem tatsächlich gemessenen EME-Signal ist in Abbildung 5 zu sehen und zeigt, dass mithilfe dieser grundlegenden Annahmen, jedoch nur unter Berücksichtigung der makroskopischen Bruchhäuftendynamik, die richtige Größenordnung der Signalanstiegszeit in guter Näherung abgebildet werden kann. Zur Erzielung einer noch höheren Übereinstimmung (z.B. Peak am Anfang, sowie Verlauf nach dem ersten Anstieg) wäre eine Überlagerung mit der dynamischen Ladungsträgerbewegung, sowie eine höhere zeitliche Auflösung der durch die Bildaufnahmen experimentell bestimmten Bewegungskomponenten erforderlich.

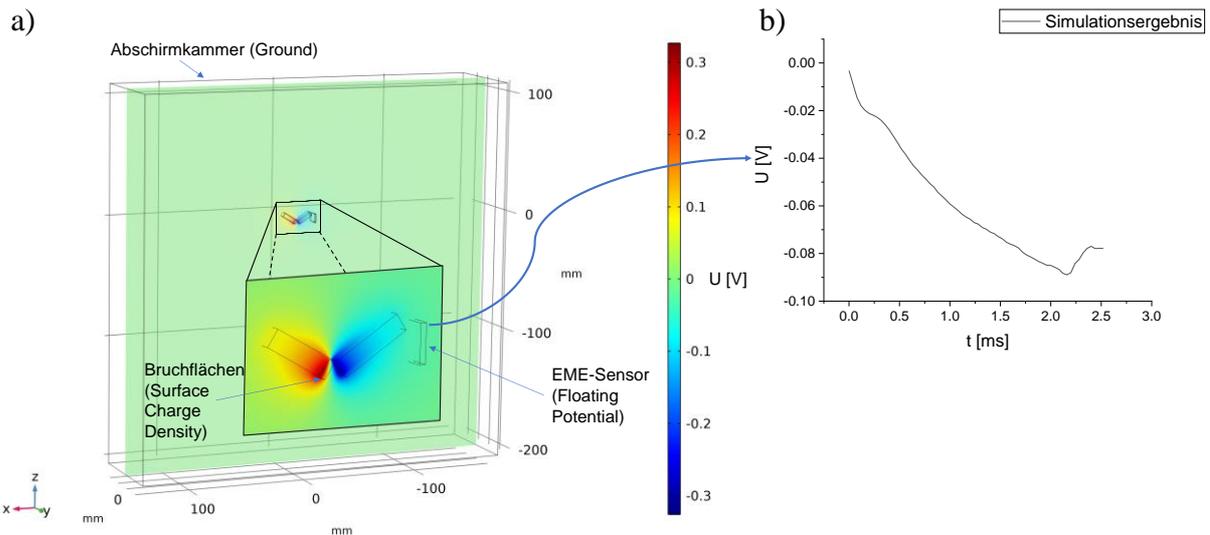


Abb. 4: Quasi-stationäre Simulation der Potentialverteilung innerhalb der Abschirmkammer aufgrund zeitlich konstanter Oberflächenladungsdichten auf den Bruchflächen und der aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen extrahierten parametrisierten Bewegung (a), sowie das daraus resultierende über die Fläche des EME-Sensors gemittelte Potential (b).

Des Weiteren wird durch die Simulation deutlich, dass bei den Größenverhältnissen von Probe zu Sensor und dem Abstand zur Erdung in unseren Versuchen nicht die Bewegung einer einzelnen elektrisch geladenen Bruchhälfte relativ zum Sensor Ursache der beobachteten Signalcharakteristik ist. Letztere ergibt sich erst bei Hinzunahme einer zweiten, entgegengesetzt geladenen Bruchhälfte in korrekter Weise.

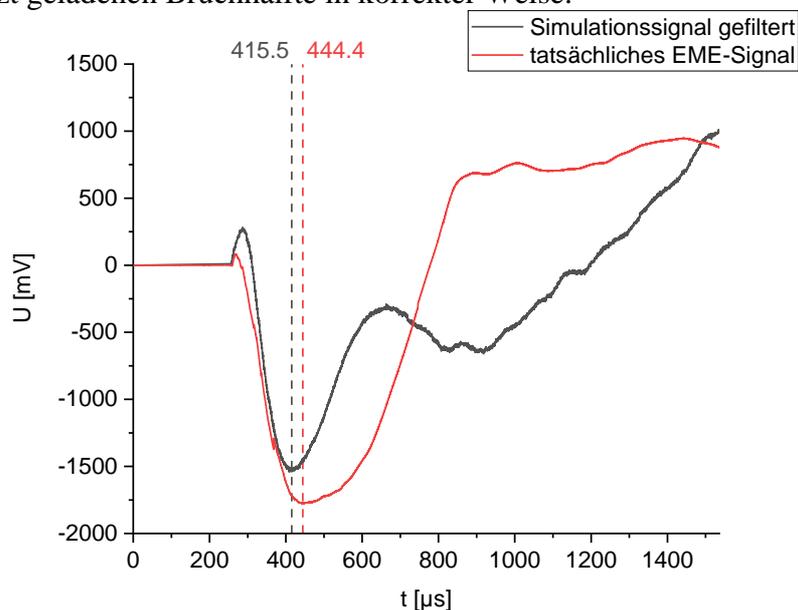


Abb. 5: Zeitliche Gegenüberstellung des durch die Messkette „gefilterten“ numerisch berechneten EME-Signals und dem tatsächlich gemessenen EME-Signal an einer PMMA SENB-Probe.

Dabei ergibt sich die EME-Signalstärke aus dem Ladungsträgerungleichgewicht, das umso größer wird, je weiter sich positiv und negativ geladenen Bruchfläche voneinander entfernen. Eine räumliche Trennung der Bruchflächen ist somit notwendig, um für die Detektion hinreichend starke EME-Signale zu generieren. Es erklärt im Umkehrschluss, weshalb EME-Signale trotz gleicher Bruchflächengröße sehr schwach sind, wenn sich die Bruchhälften nicht voneinander entfernen können - z.B. bei eher duktilem Versagen.

Dabei ist für die Größenverhältnisse in unseren Versuchen weniger die Relativbewegung einer geladenen Fläche zum Sensor entscheidend als vielmehr der Anstieg

des Ladungsträgerungleichgewichts durch die sich voneinander entfernenden ungleichnamig geladenen Bruchflächen vor dem Sensor.

4. Zusammenfassung

Die Aufzeichnung von EME in Kombination mit SE liefert wertvolle zusätzliche Informationen über die Dynamik der Quelle beider Signalarten. Zur genaueren Untersuchung der Bruchdynamik wurden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen eines gekerbten 3-Punkt-Biegeversuchs inklusive der anschließenden Bewegung der Bruchhälften durchgeführt. Hierzu wurde eine Methode zur Synchronisierung der Aufnahmen mit der Detektion der EME-Signale mittels eines Laserpulses entwickelt. Dadurch konnte gezeigt werden, dass das Risswachstum zeitlich deutlich vor dem Erreichen der maximalen EME-Signalamplitude abgeschlossen ist und somit nicht durch die Zunahme des Ladungsungleichgewichts durch Bindungstrennung zum weiteren Signalanstieg beitragen kann. Durch eine Extraktion der Bewegungsdaten der Bruchhälften und Nutzung dieser als Eingangsparameter für eine quasi-stationäre Simulation der Ladungsverteilung konnte gezeigt werden, dass eine statische Oberflächenladung mit jeweils entgegengesetzter Ladung auf den Bruchflächen und die anschließende räumlich Trennung durch die Translations- und Rotationsbewegung der Bruchhälften ausreicht, um ein Signal mit einer Anstiegszeit nahe dem gemessenen EME-Signal zu erhalten. Mit diesen Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass die Bruchdynamik einen entscheidenden Einfluss auf die Signalintensität der EME hat, als auch die Signalanstiegszeit maßgeblich bestimmt. Letztere ist die zentrale Größe zum Verständnis der Bandbreite von SE-Signalen, da die Zeitdauer der dynamischen Bewegung die maximal erreichbaren Frequenzen festlegt. Analog zu früheren Untersuchungen zur Dynamik von SE-Quellen bleibt jedoch festzuhalten, dass der Anteil makroskopischer Bewegung der Bruchflächen im Inneren eines Festkörpers stark gehemmt wird im Vergleich zum hier betrachteten frei beweglichen Fall zweier makroskopischer Bruchhälften. Inwieweit die Erkenntnisse daher übertragbar sind auf die Anwendungsfälle für mikroskopische Bruchvorgänge im Inneren eines Materials soll daher in Folgeprojekten untersucht werden.

Danksagung

Die Untersuchungen wurden im Rahmen der von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten Projekte SA 2310/3-1 und SA 2310/3-2 „Zusammenhang zwischen Materialmikrostruktur und elektromagnetischer Emission“ durchgeführt. Wir bedanken uns für die Unterstützung durch Prof. Dr. Christoph Westerhausen von der Universität Augsburg für die Leihgabe der Hochgeschwindigkeitskamera und bei Lukas Schnitzler für die Unterstützung bei der Durchführung der Aufnahmen und bei Dr.-Ing. Florian Linscheid für die Hilfe bei der Extraktion der Bewegungsdaten mit der Software Blender.

Referenzen

- [1] J. T. Dickinson, A. Jahan-Latibari and L. C. Jensen, “Electron emission and acoustic emission from the fracture of graphite/epoxy composites,” *J. Mater. Sci.*, no. 20, pp. 229-236, 1985.
- [2] I. Yamada, K. Masuda and H. Mizutani, “Electromagnetic and acoustic emission associated with rock fracture,” *Phys. Earth Planet. Int.*, no. 57, pp. 157-68, 1989.

- [3] A. Rabinovitch, V. Frid, D. Bahat and J. Goldbaum, "Fracture area calculation from electromagnetic radiation and its use in chalk failure analysis," *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, no. 37, pp. 1149-1154, 2000.
- [4] Y. Mizuno, "Light emission associated with deformation and fracture of ice," *J. Japanese Soc. Snow Ice*, vol. 3, no. 64, pp. 241-248, 2002.
- [5] A. Rabinovitch, V. Frid, J. Goldbaum and D. Bahat, "Polarization-depolarization process in glass during percussion drilling," *Philos. Mag.*, no. 83, pp. 2929-2940, 2003.
- [6] V. Frid, A. Rabinovitch and D. Bahat, "Fracture induced electromagnetic radiation," *J. Phys. D*, no. 36, pp. 1620-1628, 2003.
- [7] A. Misra, R. C. Prasad, V. S. Chauhan and B. Srilakshmi, "A theoretical model for the electromagnetic radiation emission during plastic deformation and crack propagation in metallic materials," *Int. J. Fract.*, no. 2, pp. 99-121, 2007.
- [8] Y. Mori, Y. Obata and J. Sikula, "Acoustic and electromagnetic emission from crack created in rock samples under deformation," *J. Acoust. Emiss.*, no. 27, pp. 157-166, 2009.
- [9] V. V. Astanin, G. O. Shchegel, W. Hufenbach, A. Hornig and A. Langkamp, "Characterising failure in textile-reinforced thermoplastic composites by electromagnetic emission measurements under medium and high velocity impact loading," *Int. J. Impact Eng.*, no. 49, pp. 22-30, 2012.
- [10] S. O. Gade, U. Weiss, M. A. Peter and M. G. R. Sause, "Relation of Electromagnetic Emission and Crack Dynamics in Epoxy Resin Materials," *J. Nondestruct. Eval.*, no. 33, pp. 711-723, 2014.
- [11] B. B. Alaca, S. O. Gade and M. G. R. Sause, "Untersuchung von elektromagnetischen und akustischen Emissionen während Bruchvorgängen in faserverstärkten Kunststoffen," *20. Kolloquium Schallemission*, pp. 1-8, 2015.
- [12] S. O. Gade and M. G. R. Sause, "Measurement and Study of Electromagnetic Emission Generated by Tensile Fracture of Polymers and Carbon Fibres," *J. Nondestruct. Eval.*, no. 36, p. 9, Mar. 2017.
- [13] S. O. Gade, B. B. Alaca and M. G. R. Sause, "Determination of crack surface orientation in carbon fiber reinforced polymers by measuring electromagnetic emission," *Journal of Nondestructive Evaluation*, p. 36:21, Jun. 2017.
- [14] A. Kuechler, J. Dams, T. Dunz and A. Schwab, "Kapazitive Sensoren zur Messung transienter elektrischer Felder und Spannungen," *Arch. Elektrotech.*, no. 68, pp. 335-344, 1985.
- [15] J. Moosburger-Will, M. Greisel, M. G. R. Sause, R. Horny and S. Horn, "Influence of partial cross-linking degree on basic physical properties of RTM6 epoxy resin," *J. Appl. Polym. Sci.*, no. 130, pp. 4338-4346, 2013.
- [16] "DIN EN ISO 291 Plastics - standard atmospheres for conditioning and testing," 2008.
- [17] C. F. Appel und M. G. R. Sause, „Untersuchung der elektromagnetischen Emission beim Bruch spröder Materialien“, *DGZfP-Jahrestagung*, 2021.