

KfK 3667
Dezember 1983

Experiment zur getriggerten Fragmentation an einem schmelzflüssigen Kupfertropfen in Wasser

M. Ando
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

KfK 3667

Experiment zur getriggerten Fragmentation
an einem schmelzflüssigen Kupfertropfen
in Wasser

M. Ando

Von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Experiment zur getriggerten Fragmentation an einem schmelzflüssigen Kupfertropfen in Wasser

Zusammenfassung

Versuche zur getriggerten Fragmentation wurden durchgeführt, wobei eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt wurde, die eine 20fache Aufnahme-frequenz der konventionellen Hochgeschwindigkeitskamera (100 000 Bilder pro Sekunde) hat. Experimente wurden mit der Stoffkombination Kupfer/Wasser in drei verschiedenen Atmosphären (Normal-, Formiergas- und Kohlenstoff-monoxyd-Atmosphäre) durchgeführt, wobei die Fragmentation durch einen Druckpuls getriggert wurde.

Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermöglichten eine detaillierte phäno-menologische Beobachtung des Fragmentationsprozesses, die in der vor-liegenden Form wegen der extrem kurzen Fragmentationszeit (1 ms) bisher nicht realisiert werden konnte. Zwei Fragmentationstypen, verzögerte und prompte Fragmentation, wurden beobachtet. Das Auftreten der ver-zögerten bzw. prompten Fragmentation wird im wesentlichen durch zwei Parameter, Temperatur der heißen Schmelze und Größe des Triggerdruck-pulses, bestimmt, wobei die Existenz einer Schwelle festgestellt wurde, die als Funktion der beiden Parameter darstellbar ist. Diese Beobach-tung wird auf die Änderung der Oberflächenspannung der heißen Schmelze zurückgeführt, die bei den gegebenen Versuchsbedingungen vorhanden ist. Aufgrund der experimentellen Beobachtungen wurde ein phänomeno-logisches Modell des Fragmentationsmechanismus vorgeschlagen.

Experiment for triggered fragmentation with a molten copper-drop
in water

Abstract

Experiments are performed to investigate the fragmentation mechanism. Main features of the experiment are the use of a highspeed movie camera with the maximum recording frequency of 100 000 frames per second which is about 20 times the recording frequency of conventional highspeed movie cameras and the application of an external trigger to induce the fragmentation. The material combination copper/water is employed and experiments are carried out in the normal atmosphere and in two reducing atmospheres.

The highspeed movie camera employed enabled a detailed phenomenological observation of the fragmentation process which in this manner had not been performed prior to this experiment due to the extremely short fragmentation time (1 ms). Two types of fragmentation, delayed and prompt fragmentation, were identified. The occurrence of the delayed and prompt fragmentation, respectively, is governed by two parameters, the temperature of the hot melt and the magnitude of the triggerpuls. A threshold is identified which can be described as a function of the two parameters mentioned above. These observations can be explained with the change of the surface tension of the hot melt which is influenced by the atmosphere in which experiments are carried out. Based on these facts a phenomenological model of the fragmentation mechanism is proposed.

	<u>Seite</u>
Inhaltsverzeichnis	1
Liste der Abbildungen	3
Liste der Tabellen	5
1. Einleitung	6
2. Überblick über experimentelle und theoretische Arbeiten der Dampfexplosion	7
2.1 Allgemeines	7
2.2 Experimentelle Arbeiten	9
2.3 Theoretische Arbeiten	15
3. Zielsetzung und Durchführung des experimentellen Programms	24
3.1 Aufbau der Versuchsanordnung	26
3.2 Durchführung der Experimente	32
3.3 Fehlerabschätzung	32
4. Experimentelle Ergebnisse	35
4.1 Allgemeine Bemerkungen	35
4.2 Fragmentation in Normalatmosphäre	37
4.2.1 Die prompte Fragmentation	37
4.2.1.1 Beschreibung des Versuchsablaufs	37
4.2.1.2 Die Auswertung des Versuchs G3	40
4.2.2 Versuchsablauf bei einer verzögerten Fragmentation	44
4.2.3 Auswertung von Ergebnissen mit prompter und verzögerter Fragmentation	47
4.2.4 Nachuntersuchung der Fragmente	56
4.2.4.1 Korngrößenverteilung und spezifische Oberfläche	56
4.2.4.2 Bestimmung des Sauerstoffgehalts	64
4.3 Experimente in reduzierender Atmosphäre	66
4.3.1 Versuche in Formiergasatmosphäre	66
4.3.2 Versuche in Kohlenstoffmonoxydatmosphäre	68
5. Interpretation der experimentellen Ergebnisse	70
5.1 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	70

	<u>Seite</u>
5.2 Der Fragmentationsmechanismus	72
5.2.1 Phänomenologisches Modell für die prompte Fragmentation	72
5.2.2 Phänomenologisches Modell für die verzögerte Fragmentation	87
5.2.3 Diskussion des vorgeschlagenen phänomenologischen Modells für die Fragmentation	91
6. Schlußbemerkung	93
Literaturverzeichnis	95
Nomenklatur	99
Appendix A: Dokumentation des zeitlichen Ablaufs von charakteri- stischen Experimenten für unterschiedliche Fragmenta- tionstypen	101
Appendix B: Berechnung der Geschwindigkeit und Beschleunigung der Dampf-Wasser-Grenzfläche	138
Appendix C: Versuchsparameter und Einzelergebnisse der wesent- lichen Experimente	140
Appendix D: Interpretation der optischen Effekte auf den Film- aufnahmen	146

Liste der Abbildungen

	Seite
Abb. 1	Schema einer thermischen Detonation nach Board und Hall [8] 19
Abb. 2	Schematische Darstellung der Stoß- und Detonationsadiabaten sowie der Rayleigh-Gerade für den stationären Stoß und für einen instabilen Stoß [8] 21
Abb. 3	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus 27
Abb. 4	Schematische Darstellung der Kameraoptik 29
Abb. 5	Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufs der Experimente 30
Abb. 6	Zeitintegral des Triggerdrucks $\int p_{Tr} dt$ als Funktion des Triggerdrucks p_{Tr} 33
Abb. 7	Druckaufzeichnung einer Fragmentation mit einer großen Zeiteinteilung 36
Abb. 8	Druckaufzeichnung und Kinetik einer prompten Fragmentation 38
Abb. 9	Normierte Projektionsfläche des Tropfens, Geschwindigkeit und Beschleunigung der Dampf-Wasser-Grenzfläche, sowie Druckaufzeichnung Versuch G3 41
Abb. 10	Geschwindigkeit und Beschleunigung der Wasser-Dampf-Grenzfläche, sowie normierte Projektionsfläche des Tropfens bei Versuch G3 als Funktion der Zeit 43
Abb. 11	Druckaufzeichnung und Kinetik einer verzögerten Fragmentation 45
Abb. 12	Tropfenumriß zu 6 verschiedenen Zeitpunkten 46
Abb. 13	Verzögerungszeit " τ " als Funktion des Triggerdrucks (Tropfentemperatur $\vartheta_{cu} = 1420^\circ\text{C}$) 48
Abb. 14	Fragmentationsdruck als Funktion des Triggerdrucks (Tropfentemperatur $\vartheta_{cu} = 1420^\circ\text{C}$) 50
Abb. 15	Fragmentationsdruck über der Verzögerungszeit " τ " (Tropfentemperatur $\vartheta_{cu} = 1420^\circ\text{C}$) 51
Abb. 16	Auftreten verzögerter und prompter Fragmentation als Funktion von Triggerdruck und Tropfentemperatur 55
Abb. 17	Makroaufnahmen der Fragmente bei Versuchen in Normalatmosphäre 57
Abb. 18	Makroaufnahmen der Fragmente bei Versuchen in Inertgasatmosphäre 58
Abb. 19	Elektronenmikroskopische Aufnahmen der Fragmente bei Versuchen in Normalatmosphäre 59

	<u>Seite</u>
Abb. 20 Elektronenmikroskopische Aufnahmen der Fragmente bei Versuchen in Inertgasatmosphäre	60
Abb. 21 Korngrößenverteilung der Kupferfragmente	61
Abb. 22 Zustandsdiagramm der Cu-O-Legierung nach [32]	65
Abb. 23 Druckaufzeichnung eines Versuchs mit Formiergas und mit Kohlenmonoxyd	69
Abb. 24 Zeitlicher Verlauf der Flimmdicke δ und des Druckes p als Folge der Destabilisierung des Filmsiedezustandes durch zwei verschiedene Trigger [34]	74
Abb. 25 Schematische Darstellung der Anregung der Tropfenoberfläche	75
Abb. 26 Schematische Darstellung des Zusammenhangs zwischen der Wellenlänge der lokalen Störung (λ_{Kr}) und der charakteristischen Länge der Erregung (λ_{DW})	77
Abb. 27 Schematische Darstellung des Modells zur Fragmentation	79
Abb. 28 Schematische Darstellung des Dampffilkkollapses und Einsetzen der Oberflächeninstabilität	80
Abb. 29 Qualitative Darstellung von λ_{DW} und λ_{lokal} als Funktion des Energieinhalts vom Trigger	82
Abb. 30 Druckverteilung an der Tropfenoberfläche und im Tropfeninneren beim Beginn der lokalen Verdampfung	83
Abb. 31 λ_{lokal} als Funktion vom Dampfdruck der lokalen Verdampfung ΔP_{ev}	86
Abb. 32 Beispiele für die Flüssigkeitsstrahlenbildung durch die freigesetzte Oberflächenenergie	88
Abb. 33 Schematische Darstellung der Vorgänge, die zur verzögerten Fragmentation führen	89

Liste der Tabellen

	<u>Seite</u>
Tabelle 1: Stoffpaarungen in verschiedenen Dampfexplosions-Experimenten nach [4]	12
Tabelle 2: Zusammenstellung der bei dem Versuch eingesetzten Instrumente	31
Tabelle 3: Wellenlänge der bei dem Versuch eingesetzten Instrumente	40
Tabelle 4: Ergebnisse der Experimente für unterschiedliche Versuchsbedingungen	53
Tabelle 5: Mittlere Korngröße und spezifische Oberfläche der Kupferfragmente	62
Tabelle 6: Parameter der Versuche in reduzierender Atmosphäre	67

1. Einleitung

Kommt es zu einem intensiven thermischen Kontakt zwischen einer heißen und einer kalten Flüssigkeit und liegt die Sättigungstemperatur der kalten Flüssigkeit weit unterhalb der Anfangstemperatur der heißen Flüssigkeit, kann es als Folge einer extrem raschen Wärmeübertragung zwischen den beiden Flüssigkeiten unter bestimmten Randbedingungen zu einer sog. Dampfexplosion kommen. Diese ist insbesondere dann zu erwarten, wenn der durch die Verdampfung verursachte Druckaufbau so schnell erfolgt, daß eine Druckentlastung des wechselwirkenden Systems unmöglich wird. Um eine derartig schnelle Wärmeübertragung erreichen zu können, muß in sehr kurzer Zeit eine sehr große Wechselwirkungsfläche zwischen den beiden Flüssigkeiten erzeugt werden. Diese große Wechselwirkungsfläche kann dann erzeugt werden, wenn ausgehend von einer groben Vorvermischung beider Flüssigkeiten eine sehr rasche Feinfragmentation der heißen Flüssigkeit erfolgt. Kommt es dabei zu einem schnellen flüssig-flüssig Kontakt zwischen den fein fragmentierten heißen Flüssigkeitsteilchen und der kalten Flüssigkeit, ist eine Dampfexplosion die Folge.

In der vorliegenden Arbeit wird zunächst im Kapitel 2 ein Überblick über den heutigen Stand der experimentellen und theoretischen Arbeiten zur Dampfexplosion gegeben. Wegen der besonderen Bedeutung des Fragmentationsmechanismus für die Dampfexplosion wird dann im Kapitel 3 die Zielsetzung eines Experiments definiert, daß es unter wohl definierten Bedingung erlaubt, den Fragmentationsmechanismus eines heißen geschmolzenen Kupfertropfens in Wasser im einzelnen mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera (100.000 Bilder pro Sekunde) zu untersuchen. Der Versuchsaufbau und das experimentelle Programm werden dargestellt. Im Kapitel 4 werden die Ergebnisse einzelner Versuche detailliert beschrieben und Ergebnisse unterschiedlicher Versuchsserien zusammenfassend ausgewertet. Auf der Grundlage der mit der Hochgeschwindigkeitskamera gemachten Filmaufnahmen wurde ein phänomenologisches Modell des Fragmentationsmechanismus entwickelt, das im Kapitel 5 dargestellt und begründet wird. Eine Dokumentation der Filmaufnahmen charakteristischer Experimente, die unterschiedliche Fragmentationsmechanismen zur Folge haben, findet sich im Appendix A.

2. Überblick über experimentelle und theoretische Arbeiten zur Dampfexplosion

2.1 Allgemeines

Eine Dampfexplosion ist die Folge eines extrem rasch ablaufenden Wärmeübertragungsprozesses zwischen einer kalten, leicht flüchtigen Flüssigkeit und einer heißen, schwer flüchtigen Flüssigkeit, wobei die Temperatur der heißen Flüssigkeit erheblich oberhalb des Siedepunktes der kälteren Flüssigkeit liegt. Dabei kann eine Druckwelle entstehen, die ein erhebliches Zerstörungspotential hat.

Folgende Merkmale sind für Dampfexplosion charakteristisch:

- Die Dampfexplosion ist keine chemische Explosion.
- Sie ist auf Systeme zweier Flüssigkeiten beschränkt.
- Sie wird von einer sprunghaften Vergrößerung der Grenzflächen (Fragmentation) begleitet, die notwendig ist, um die Wärmemenge in einem extrem kurzen Zeitraum von der heißen an die kalte Flüssigkeit zu übertragen.
- Falls der Schmelzpunkt der heißeren Flüssigkeit oberhalb der Temperatur der kälteren liegt, beobachtet man stets die Bildung sehr feiner Fragmente des heißeren Materials. Fragmentation kann auch auftreten, ohne daß sie eine explosive Druckwelle zur Folge hat. In diesem Fall ist die systemeigene Verdämmung zu gering, um eine schnelle Druckentlastung zu verhindern bzw. der Mischungsprozeß zwischen den beiden Flüssigkeiten ist zu langsam.
- Eine grobe Vorvermischung ist notwendig, um eine große Energieausbeute zu realisieren. Ist die Vorvermischung nur teilweise vollzogen, so erwartet man zyklischen Vorgänge von Expansionen und Kontraktionen, bei denen stufenweise die Vermischung und der Wärmeaustausch stattfindet.

Die Dampfexplosion ist bei einer großen Anzahl von Materialkombinationen beobachtet worden. Sie umfaßt praktisch den gesamten technisch relevanten Temperaturbereich. Dampfexplosionen wurden beobachtet mit flüssigen Metallen, Oxyden, Säuren, organischen Flüssigkeiten, Gas oder Lava als ein Teil der Stoffpaarungen. Die beobachteten Wechselwirkungen variieren zum Teil stark und sind von einer Vielzahl von Randbedingungen abhängig.

Nach [1] können Dampfexplosionen prinzipiell in zwei Kategorien aufgeteilt werden:

Kategorie 1: Diese Kategorie umfaßt alle Ergebnisse, bei denen weder der Spitzendruck noch seine Anstiegszeit (< 1 ms) von einer zusätzlichen Verdämmung der Wechselwirkungszone beeinflusst wird. Sie sind lediglich von der Materialpaarung und von der, mischungszoneneigenen Verdämmung abhängig.

Kategorie 2: Der Druckanstieg ist weitgehend von der Verdämmung der Wechselwirkungszone abhängig. Die Druckanstiegszeit ist wesentlich größer als im Fall der Ereignisse der Kategorie 1.

Bankoff [2] macht ferner darauf aufmerksam, daß die Dampfexplosion von der örtlichen Verteilung der beteiligten Masse abhängig ist. Eine Explosion, an der nur geringe Massen beteiligt sind, ist zwangsläufig ein instationärer Vorgang. Größere Explosionen tendieren zur Bildung einer stationären bzw. quasistationären Welle, die sich in einem grob vorvermischten zweiphasigen Medium fortpflanzt.

Die folgende Klassifizierung von verschiedenen Formen der Dampfexplosion wurde von Bankoff vorgeschlagen [2]:

1. Nichtstationäre Vermischung, Expansion und Kontraktion
 - a) Ein Zyklus
 - b) Mehrere Zyklen
2. Stationäre bzw. quasistationäre Ausbreitung der Druckwelle
 - a) Subkritischer Druck (damit Dampf) hinter der Wellenfront
 - b) Superkritischer Druck hinter der Wellenfront

Bis auf 2 b) sind alle Formen der Dampfexplosion experimentell beobachtet worden. Die obige Einteilung ist hilfreich, um sich einen Überblick über unterschiedliche Erscheinungsformen der Dampfexplosion zu verschaffen. Bei einer Dampfexplosion größeren Ausmaßes können verschiedene Formen der oben beschriebenen Wechselwirkungen gleichzeitig bzw. nacheinander auftreten.

Folgende vier Phasen der Dampfexplosion können identifiziert werden:

1. Grobe Vorvermischung der heißen Flüssigkeit und der kalten Flüssigkeit ohne größere Wärmeübertragung. Dies setzt stabiles Filmsieden während der Vorvermischung voraus.
2. Trigger, der durch die Destabilisierung des Dampffilms mindestens

an einem Tropfen der Mischung die Fragmentation verursacht und die Dampfexplosion initiiert.

3. Eskalation einer lokalen Fragmentation zu einer ebenen Druckwelle.
4. Ausbreitung der ausgebildeten Detonationswelle durch die grobe Mischung der heißen und kalten Flüssigkeit.

2.2 Experimentelle Arbeiten

Seit Long [3] 1957 seine vielzitierte experimentelle Arbeit veröffentlichte, wurde eine sehr große Anzahl von Experimenten zur Dampfexplosion durchgeführt. In einigen Arbeiten findet man eine nahezu vollständige Zusammenstellung verfügbarer Experimente, so z.B. bei Nelson und Buxton [4], Benz, Fröhlich und Unger [5], Cronenberg [6], Anderson und Armstrong [7], Bankoff [2] und Schumann [8].

Beim Studium der Literatur fällt auf, daß die Autoren oft große Schwierigkeiten hatten, die experimentellen Arbeiten übersichtlich zusammenzufassen. Damit ist die erste Eigenart der FCI-Experimente angesprochen. Man begegnet einer verwirrenden Vielfalt von Materialkombinationen und experimentellen Techniken. Dies rührt daher, daß die Physik der Dampfexplosion recht komplex ist und noch keine allgemein gültige Theorie zu Dampfexplosionen vorliegt.

Einige Gründe für die Vielfalt der experimentellen Arbeiten sollen im folgenden dargestellt werden:

1. Man kann mit einer sehr großen Anzahl von Flüssigkeitspaarungen Dampfexplosion erzeugen, wenn die beteiligten Flüssigkeiten nur eine genügend große Temperaturdifferenz aufweisen.
2. Man kann Versuche sowohl mit einer kleinen Masse (einige Gramm heißer Flüssigkeit) als auch mit einer großen Masse (einige Kilogramm heißer Flüssigkeit) durchführen.
3. Es handelt sich um einen sehr schnellen Vorgang. Die Dampfexplosion hat eine Druckanstiegszeit von $\ll 1$ ms. Lokale Fragmentation, die eine kleinste Einheit der Dampfexplosion darstellt, hat einen charakteristischen Zeitmaßstab von einigen zehntel Millisekunden.
4. Es handelt sich um ein dreiphasiges System (z.B. Brennstoff, Dampf und Kühlmittel), das folgende experimentelle Probleme mit sich bringt:
 - a) Das System hat keine feste Geometrie.

- b) Der Zustand vor dem Auftreten der Dampfexplosion ist bereits instationär.

Versuche mit Reaktorwerkstoffen zum Beispiel, sind wegen des hohen Schmelzpunktes des Brennstoffs sehr aufwendig. Auch verfügt man nicht über entsprechende Stoffwerte, die für Werkstoffe im technisch gängigen Temperaturbereich vorliegen. Man greift deshalb auf Werkstoffpaarungen zurück, bei denen man auf niedrigerem Temperaturniveau arbeiten kann und deren Stoffwerte besser bekannt sind.

Die Punkte 3) und 4) bringen meßtechnische Schwierigkeiten mit sich. Experimente der Anfangszeit begnügten sich damit, die heißere Flüssigkeit in einem Behälter mit der kälteren Flüssigkeit hineinzugießen. Man registrierte bei welchen Versuchsbedingungen Explosionen stattfanden. Mit der Zeit wurden besser instrumentierte Experimente mit klarer definierten Randbedingungen durchgeführt.

Um die veröffentlichten experimentellen Arbeiten übersichtlich zu ordnen, empfiehlt es sich, diese in verschiedenen Klassen von Experimenten einzuteilen.

Folgende Klassifikationen sind üblich:

- i) nach den verwendeten Stoffen
- ii) nach der Masse der beteiligten Simulationsmaterialien
- iii) nach den Experimenttypen.

Einige Autoren von Übersichtsarbeiten [4,5] haben den Versuch unternommen, die experimentellen Ergebnisse nach den Stoffkombinationen zu ordnen (siehe z.B. Tabelle 1). Diese Art der Zusammenfassung spiegelt wieder, wie verschiedenartig die Stoffpaarungen für die Dampfexplosion sein können, hat aber nur eine relativ geringe Aussagekraft. Die Versuchsbedingungen sind sehr unterschiedlich und in vielen Arbeiten nicht genau beschrieben. Da Versuchsbedingungen das Auftreten der Dampfexplosion wesentlich beeinflussen können, ist die korrekte Bewertung der Dokumentation schwierig.

Die zweite Methode ist, daß man die Experimente nach der Größe der beteiligten Massen ordnet und dann in Experimente mit kleineren Massen (small scale experiments) und großen Massen (large scale experiments) unterteilt. Eine feinere Unterteilung ist auch eingeführt worden [2]. Man unterscheidet zwischen Experimenten:

- a) mit kleinen Massen
- b) mit mittleren Massen
- c) mit großen Massen

Experimente mit kleineren Massen sind Experimente an einzelnen Tropfen. Hierbei wird ein Tropfen heißer bzw. kalter Flüssigkeit hergestellt und in die andere Flüssigkeit eingetaucht. Bei Experimenten mit mittleren Massen hat die heiße Flüssigkeit nicht mehr die Form eines Tropfens. Typisch für derartige Versuche ist, daß eine kleine Masse heißer Schmelze aus einem Tiegel in eine Flüssigkeit hineingegossen wird [9].

Experimente mit großen Massen sind solche, in denen eine größere Masse heißer Flüssigkeit (z.B. 20 kg) verwendet wird. Bei diesen Experimenten wird die Dampfexplosion in großem Rahmen untersucht. Alle für die Dampfexplosion relevanten Phasen, wie die grobe Vorvermischung, die Eskalation einer Störung zur Druckwelle und ihre Propagation, können studiert werden. Ergebnisse dieser Experimente werden zum Vergleich mit theoretischen Ergebnissen von Rechenprogrammen herangezogen

Experimente an einzelnen Tropfen haben den Vorteil, daß die Geometrie einfach ist, und daß detaillierte Nahaufnahmen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera möglich sind. Da die Versuchsbedingungen relativ gut kontrollierbar sind, sind Experimente an einzelnen Tropfen geeignet, den Fragmentationsmechanismus zu untersuchen und besser zu verstehen. Diesem Vorteil der Experimente an einzelnen Tropfen steht der Nachteil gegenüber, daß sie teilweise zu anderen Ergebnissen führen als Experimente mit großen Massen. So wurde z.B. festgestellt, daß bei vergleichbaren Versuchsbedingungen Experimente mit großen Massen leichter zu thermischen Explosionen führen [11]. Dies ist, unter anderem, darauf zurückzuführen, daß ein Experiment mit großen Massen eine größere systemeigene Verdämmung hat. Der Einfluß des nicht kondensierbaren Gases im Dampffilm wird auch als mögliche Ursache diskutiert. Damit sind Experimente mit größeren Massen als realistischere Simulation der meisten real auftretenden Randbedingungen anzusehen. Sie sind aber einer ins einzelne gehenden Interpretation nicht so zugänglich, wie Experimente an einzelnen Tropfen.

Wählt man die Experiment-Typen als Ordnungskriterium, so kommt man zu folgender Unterteilung:

1. Eingieß-Experimente
2. Stoßrohr-Experimente

Heißes Material Kaltes Material Zahl der referierten Arbeiten

A) Flüssige Metalle

E Al	H2O	36
F Al	Carbon tetrachloride	1
Al	Chloroform	1
Al	N2 (flüssig)	2
F Al	Na (flüssig)	1
E Ag	H2O	4
F Ag	Na	1
F Au	H2O	3
F Bi	H2O	7
F Bi	H2O+carboxy methy cellulose	1
Bi	N2 (flüssig)	5
E C (fest)	H2O	1
Cd	H2O	1
E Co	H2O	2
E Cu	H2O	7
F Cu	Na	1
Cu	N2 (flüssig)	1
F Cu	Methylchloride	1
E Fe	H2O	12
E Fe	Na	4
F Fe	Li	1
F Fe	K	1
F Ga	H2O	1
Hg	H2O	7
Hg	N2 (flüssig)	2
F In	H2O	3

Heißes Material Kaltes Material Zahl der referierten Arbeiten

F Ni	H2O	5
F Ni	Na	2
E Pb	H2O	23
F Pb	H2O + carboxy methy cellulose	1
Pb	N2 (flüssig)	3
F Pt	Hg	1
E Sn	H2O	22
F Sn	H2O + carboxy methy cellulose	1
Sn	N2 (flüssig)	2
E Ti	H2O	2
F Ti	Na	1
F U	H2O	12
F U	Na	1
F V	Na	1
W (fest)	H2O	2
Zn	H2O	6
Zn	N2 (flüssig)	1
Zr	H2O	7
F Zr	Na	1
F Legierungen	H2O	8
F Legierungen	Ethylene Glycol	1
Metalle (allgemein)	H2O	1
E K	H2O	1
E Li	H2O	1
E Mg	H2O	4
Mo	H2O	1
Mo	Na	2
E Na	H2O	4
Nb	Na	1

Tabelle 1 : Stoffpaarungen in verschiedenen Dampfexplosions- Experimenten nach Buxton & Nelson in SANDIA (1975)

Heißes Material	Kaltes Material	Zahl der referierten Arbeiten
B) Geschmolzene Salze		
E NaCl	H2O	6
E NaCl	Green Liquor	1
E NaCl-KCl	H2O	1
E AgCl	H2O	2
E KCl	H2O	1
E KJ	H2O	1
E Schmelze	H2O	5
E Schmelze	Green Liquor	3
C) Geschmolzene Oxide		
F UO2	H2O	7
F UO2	Na	13
A1-U308	H2O	1
B2O3	H2O	1
F Al2O3	H2O	5
D) Geschmolzene Silikate		
Sand	H2O	1
F Glas	H2O	3
E Mineralien	H2O	1
E Lava	H2O	2
E Schlacke	H2O	5
E) Wasser und wässrige Lösungen		
E H2O	N2 (flüssig)	6
H2O	NH3 (flüssig)	1
E H2O	Freon-22	4
E H2O	Isobutane	1

Tabelle 1 (Fortsetzung)

Heißes Material	Kaltes Material	Zahl der referierten Arbeiten
E H2O	Propane	1
E H2O	Propylene	1
E H2O	Ethane	2
H2O	Methane	1
E H2O	LNG (flüssiges Erdgas)	6
E H2O	organische Mischungen	1
Salz-Wasser	LNH3	1
E Salz-Wasser	LNG	3
Salz-Wasser	LN2	1
andere wässrige Lösungen in LNG + LN2		1
F andere wässrige Lösungen in Hexane		1
andere wässrige Lösungen in LNG		1
F) öle und andere organische Flüssigkeiten		
E Mineralöl	Freone	1
Silicone Öl + Glycerol	in Pentane	1
E Öl	H2O	1
E organische Filme	LNG	1
F Ethylen Glycole	div. Kältemittel	1
F Cyclohexane	div. Kältemittel	1
F n-Butyl Alcohol	div. Kältemittel	1
F n-Hexane	div. Kältemittel	1
F n-Pentane	div. Kältemittel	1
F Methycyclohexane	div. Kältemittel	1
E organische Filme	div. Kältemittel	1
E div. organische Flüssigk.	in div. Kältemittel	1
E Acetone	div. Kältemittel	1
E Ethanol + iso-Propylalcohol	in div. Kältemittel	1
Ethylen Glycole	div. Kältemittel	1

3. Experimente mit Fluten der Versuchskammer
4. Einschluß-Experimente
5. Simulationsversuche außerhalb des Reaktors und
6. Simulationsversuche im Reaktor.

Im folgenden werden die Experimente kurz erläutert:

1. Eingieß-Experimente

Die heiße Flüssigkeit wird in einen Behälter mit kalter Flüssigkeit gegossen. Dieser Typ entspricht der konventionellen und meist verbreiteten Form von Experimenten. Die Masse der heißen Flüssigkeit variiert von einigen Kilogrammen (Thermier-Experiment [10] bzw. FITS-Experimente [11]) bis zu einigen hundertstel Gramm [11]. Die Experimente mit kleinen Massen werden Eintropfen-Experimente genannt.

2. Stoßrohr-Experiment

In einem Stoßrohr wird eine Säule kalter Flüssigkeit durch prompte Zerstörung einer Membrane gegen eine ruhende heiße Flüssigkeit beschleunigt. Der Zwischenraum zwischen den beiden Flüssigkeitssäulen ist evakuiert. Diese Anordnung ermöglicht eine kontrollierte Aufprallgeschwindigkeit der kalten auf die heiße Flüssigkeit. Die Stoßrohrgeometrie ermöglicht eine eindimensionale Analyse der Versuchsergebnisse.

3. Experimente mit Fluten der Versuchskammer

In einem Schmelztiegel bzw. einer Wanne befindet sich die heiße Flüssigkeit. Im Versuch wird die Versuchskammer mit der kalten Flüssigkeit geflutet. Dies geschieht durch das Öffnen der Trennscheibe zur Nebenkammer, in der sich die kalte Flüssigkeit befindet [11] oder durch prompte Zerstörung einer Membrane, wobei die kalte Flüssigkeit über ein Treibrohr durch Gasdruck in die Versuchskammer gefördert wird [13].

4. Einschluß-experimente

es wird eine Bedingung simuliert, bei der eine kleine Masse kalter Flüssigkeit von der heißen Flüssigkeit eingeschlossen wird (entrapment) [14]. Die kalte Flüssigkeit heizt sich auf und verdampft schlagartig, wenn sie die spontane Siedekeimbildungstemperatur erreicht hat. Beim Auftreten der heißen Flüssigkeit auf den Boden des Gefäßes wurde in verschiedenen Experimenten regelmäßig eine Dampfexplosion ausgelöst [3]. Als ein möglicher

Triggermechanismus wird der Einschluß der kalten Flüssigkeit zwischen der heißen Flüssigkeit und dem Gefäßboden vermutet. Experimentell wird der Einschluß der kalten durch die heiße Flüssigkeit durch geeignete Modellierung des Gefäßbodens erreicht. Das Einspritzen der kalten in die heiße Flüssigkeit oder die Zerstörung eines Behälters, in dem die kalte in die heiße Flüssigkeit eingetaucht wurde, ist eine andere Möglichkeit, derartige Randbedingungen zu realisieren [15,16].

5.- 6. Simulationsversuch im Reaktor und außerhalb des Reaktors (In-Pile und Out-of Pile Experimente)

Diese Experimente simulieren Ereignisse im Reaktorkern, die zum Brennstabversagen führen. Die Experimente verwenden eine Einstab- bzw. Stabbündelgeometrie. Versuche, die in Testreaktoren durchgeführt werden, werden "In-Pile-Experiment" genannt und die, die außerhalb des Reaktors durchgeführt werden "Out-of-Pile-Experiment". Simuliert werden Störungen, die charakteristisch für Leistungstransienten und für Transienten als Folge des Verlusts des Kühlmittels sind. Vertreter für In-Pile-Experimente sind z.B. TREAT-Experimente [17] und RIA-ST-Experimente [18], für Out-of-Pile-Experimente die SIMBATH-Experimente [19].

2.3 Theoretische Arbeiten

Seitdem die Arbeit von Hicks und Menzies [20] 1965 veröffentlicht wurde, die zum ersten Mal auf die Möglichkeit der Dampfexplosion im Reaktor hinwies, haben eine Vielzahl von theoretischen Arbeiten versucht, das Phänomen zu beschreiben. Aus der Vielzahl der Modelltheorien haben sich bis heute zwei durchgesetzt: die spontane Siedekeimbildungstheorie von Fauske [21] und das Detonationsmodell von Board, Hall und Hall [2]. Dieser Abschnitt beschäftigt sich vorwiegend mit diesen beiden Modellen. Die theoretischen Arbeiten zur Dampfexplosion können wie folgt unterteilt werden:

1. thermodynamische Modelle
2. parametrische Modelle
3. das spontane Siedekeimbildungsmodell
4. das Detonationsmodell
5. Fragmentationsmodelle.

Zu 1) thermodynamische Modelle

Hicks und Menzies haben das Arbeitspotential abgeschätzt, das bei konserva-

tiven Annahmen von der in einem Gemisch aus Brennstoffschmelze und Kühlmittel gespeicherten inneren Energie freigesetzt werden kann. Eine ausführliche Diskussion dieser Arbeit findet man in der Arbeit von Schumann [8]. Dieses Modell ist ein rein thermodynamisches Modell. Man unterstellt einen momentanen Temperatúrausgleich zwischen der heißen und kalten Flüssigkeit, was eine ideale Feinfragmentation, Vermischung und eine isentrope Entspannung des Gemisches auf einen vorgegebenen Enddruck voraussetzt. Das Modell sagt voraus, welche Energiekonversionsrate im ungünstigsten Fall möglich ist. Die Energiekonversionsrate von 60-70%, die Hicks und Menzies errechneten, würde für den Fall einer Dampfexplosion im DWR ausreichen, den Druckbehälter des Reaktors zu zerstören, wenn das gesamte Kerninventar beteiligt ist. Versuche haben aber gezeigt, daß die experimentell ermittelten Energiekonversionsrate der Dampfexplosion weit unterhalb der errechneten Maximalwerte liegen. Die meisten veröffentlichten Werte sind kleiner als 1%.

Zu 2) parametrische Modelle

In parametrischen Modellen werden die Prozesse der Fragmentation und des Wärmeaustausches berücksichtigt. Dies geschieht durch die Vorgabe der Tropfengröße vor und nach der Fragmentation sowie der Fragmentations- und Austauschzeiten, die meist empirisch ermittelt werden [23,24].

Zu 3) das spontane Siedekeimbildungsmodell

Fauske [21,25] hat die Hypothese aufgestellt, daß für das Zustandekommen einer Dampfexplosion folgende Bedingungen erfüllt sein müssen:

- 1) Anfänglicher Filmsiedezustand, der eine grobe Vorvermischung des Brennstoffs mit dem Kühlmittel ohne große Wärmeverluste erlaubt.
- 2) Flüssig-Flüssig-Kontakt
- 3) $T_i > T_{sn}$, die Kontakttemperatur an der Phasengrenze T_i soll größer als die spontane Siedekeimbildungstemperatur T_{sn} des Kühlmittels sein.
- 4) Ausreichende Verdämmung des Systems.

Das Fauske-Kriterium gibt eine Temperaturbedingung vor, in die nur die Temperaturdifferenz und die thermischen Eigenschaften der beteiligten Stoffpaarung eingehen. Die spontane Siedekeimbildungstemperatur ist eine Modifikation der homogenen Siedekeimbildungstemperatur. Bei der homogenen Siedekeimbildungstemperatur wird vorausgesetzt, daß bei einem Flüssig-Flüssig-

Kontakt an der Phasengrenze keine Stelle existiert, an der die Bildung der Siedekeime begünstigt wird. Die homogene Siedekeimbildungstemperatur T_{hn} ist dann durch die Gleichung von Volmer definiert

$$J = N \exp(-W_{kr} / kT)$$

Dabei ist J die Anzahl der pro Zeiteinheit produzierten kritische Siedekeime, N die Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit, W_{kr} die zur Bildung eines kritischen Siedekeims notwendige reversible Arbeit, k Boltzman-Konstante und T die absolute Temperatur. Die Gleichung von Volmer besagt, daß die Bildungsrate der kritischen Siedekeime exponentiell ansteigt, wenn man sich der kritischen Temperatur nähert. Die überhitzte Flüssigkeit wird schlagartig verdampfen, wenn sie die homogene Siedekeimbildungstemperatur erreicht hat. Nach Fauske findet eine explosive Verdampfung statt, falls beim Kontakt zweier Flüssigkeiten die Kontakttemperatur T_i größer als die homogene Siedekeimbildungstemperatur der kälteren Flüssigkeit ist. Die Kontakttemperatur T_i errechnet man nach dem Modell, daß zwei Platten unterschiedlicher Temperatur in Kontakt kommen [26]. Falls die thermischen Eigenschaften unverändert bleiben, nimmt die Grenzflächentemperatur unmittelbar nach dem Kontakt eine Temperatur T_i zwischen der höheren und niedrigen Temperatur an und behält diesen Wert bei, bis die Wärmeübertragung fortgeschritten ist. Für die Kontakttemperatur T_i gilt

$$T_i = \frac{T_h \exp(\alpha/cp)_h + T_k \exp(\alpha/cp)_k}{(\alpha/cp)_h + (\alpha/cp)_k}$$

Die spontane Siedekeimbildungstemperatur T_{sn} ist aus der homogenen Siedekeimbildungstemperatur hervorgegangen, wobei die Benetzungseigenschaft der Grenzfläche durch einen Faktor $f(\theta)$ berücksichtigt wurde.

$$f(\theta) = \frac{2 + 3 \cos\theta - \cos^2 \theta}{4}$$

θ ist der Kontaktwinkel. An der Grenzfläche ist kein idealer Flüssig-Flüssig-Kontakt gegeben und die reversible Arbeit zur Bildung einer Dampfblase ist wegen des veränderten Verhältnisses der Oberflächenarbeit zur Volumenarbeit um den Faktor $f(\theta)$ kleiner. Damit ist die spontane Siedekeimbildungstemperatur stets niedriger als die homogene Siedekeimbildungstemperatur. Der Unterschied zwischen beiden ist aber gering.

Die spontane Siedekeimbildungstheorie beschreibt weder den Fragmentations-

prozeß noch die Propagation der Druckwelle. Ihre Aussage beschränkt sich auf ein Temperaturkriterium, in das die thermischen Eigenschaften und die Temperaturen des beteiligten Flüssigkeitspaars eingehen. Die Einflüsse der dynamischen Vorgänge, wie z.B. Filmkollaps, werden nicht berücksichtigt.

Zu 4) das Detonationsmodell

Board, Hall und Hall [22] haben ein Modell vorgeschlagen, das auf einer Analogie zwischen der Dampfexplosion und der chemischen Detonation beruht und die stationäre Propagation einer Detonationswelle beschreibt.

Das Modell trifft folgende Annahmen:

1. Grobe Vorvermischung des Brennstoffs und des Kühlmittels findet statt, wobei der Filmsiedezustand vorausgesetzt wird. Der Filmsiedezustand unterbindet die rasche Wärmeübertragung.
2. Existenz eines ausreichend starken Triggers wird vorausgesetzt. Eine Stoßwelle propagiert durch das grob vorvermischte Medium und bringt den Dampffilm zum Kollaps. Aufgrund der Dichteunterschiede ($\rho_{\text{Brennstoff}} / \rho_{\text{Kühlmittel}} \approx 10$) herrscht hinter der Stoßwelle eine hohe Relativgeschwindigkeit
3. Hydrodynamische Fragmentation findet statt. Hinter der Stoßwelle herrscht ein überkritischer Druck. Da im überhitzten Druckbereich keine Verdampfung möglich ist, wird eine von der Verdampfung kontrollierte Fragmentation ausgeschlossen. Rein hydrodynamische Fragmentation finden statt.
4. Fragmentation und Wärmeübertragung vollziehen sich bevor die Relativgeschwindigkeit abklingt. Die Reaktionszone ist wie bei einer chemischen Detonation von einer Stoßwellenfront und einer Ebene umschlossen, auf der die Chapman-Jouget Bedingung (C-J Bedingung) erfüllt ist. Auf der C-J Ebene herrscht relativ zur Stoßwellenfront die Schallgeschwindigkeit. Diese kritische Strömung der C-J Ebene verhindert, daß die Detonationsfront von der Verdünnungswelle hinter der C-J Ebene beeinflusst wird. Die Abb. 1 aus [8] zeigt ein Schema des Detonationsmodells.

Board und Mitarbeiter sagen voraus, daß von den beiden hydrodynamischen Fragmentationsmechanismen, Grenzschichtabstreifung und Taylor-Instabilität, für Bond-Zahlen größer 10^5 die letztere dominierend ist. Die Korrelation von Simpkins und Bales [27], die aufgrund von Luft/Wasser Experimenten ermit-

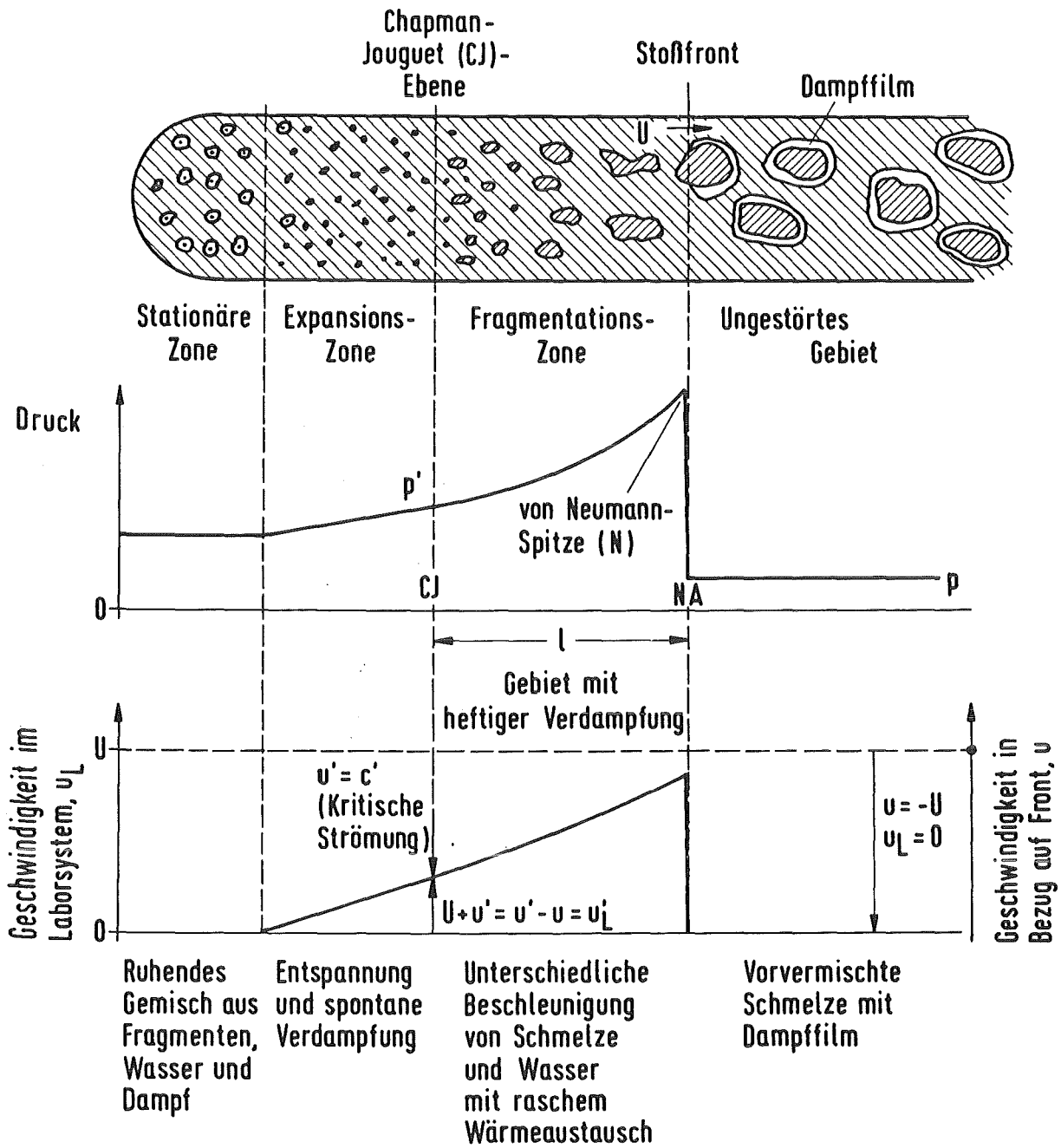


Abb. 1: Schema einer thermischen Detonation nach Board & Hall (1975).

telt wurde, wurde herangezogen um die dimensionslose Fragmentationszeit T_b zu bestimmen.

$$T_b = (\rho_d / \rho_f)^{1/2} (u_r t_b / r_d) = 44 \text{ Bo}^{-1/4}$$

wobei Bo die Bond-Zahl ist.

$$\text{Bo} = \rho_f a r_d^2 / \sigma = 3 u_r^2 r_d C_d / 8 \sigma$$

Hier ist ρ die Dichte, u_r die Relativgeschwindigkeit, r der Radius, t_b die Fragmentationszeit, a die Beschleunigung, σ die Oberflächenspannung und C_d der Widerstandsbeiwert. Indices d und g bedeuten den Tropfen und das umgebende Medium. Diese Fragmentationszeit soll kleiner als die Zeit sein, die benötigt wird, um Geschwindigkeitsausgleich wiederherzustellen. Die Zeit für den Geschwindigkeitsausgleich Δt wurde am Beispiel der Beschleunigung eines einzelnen Tropfens in einer freien Strömung abgeschätzt.

$$\Delta t = 3/8 \frac{\rho_d r_d}{\rho_f u_r C_d}$$

Die Strömungsdaten lassen sich aus den Erhaltungssätzen der Masse, der Energie und des Impulses ermitteln. Man erhält eine Beziehung zwischen den Größen der Strömung, die hinter der Stoßfront gelten (u_2, p_2, v_2) und denen, die vor der Stoßfront gelten (u_1, p_1, v_1).

$$1/2 (p_1 - p_2) (v_1 - v_2) = u_2 - u_1$$

p_1, v_1 bzw. u_1 sind der Druck, das spezifische Volumen bzw. die innere Energie. Unmittelbar hinter der Stoßfront hat der Wärmeaustausch noch nicht stattgefunden. Der Zustand hinter der Stoßfront entspricht deshalb dem auf der Stoßadiabaten. Abb. 2 aus [8] zeigt eine schematische Darstellung der Stoß- und Detonationsadiabaten sowie der Rayleigh-Geraden. Der Zustand nach dem Ausgleichsvorgang wird von der Detonationadiabaten beschrieben.

Die Stoßwellengeschwindigkeit ist durch die Beziehung

$$u_1 = v_1 \left(\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2} \right)^{1/2}$$

gegeben. Dies besagt, daß alle Zustände hinter der Stoßfront auf einer Geraden zwischen dem Ursprung A (Anfangszustand) und einem Punkt auf der Stoßadiabaten (P bzw. N) liegen. Diese Gerade wird Rayleigh-Gerade genannt. Für die

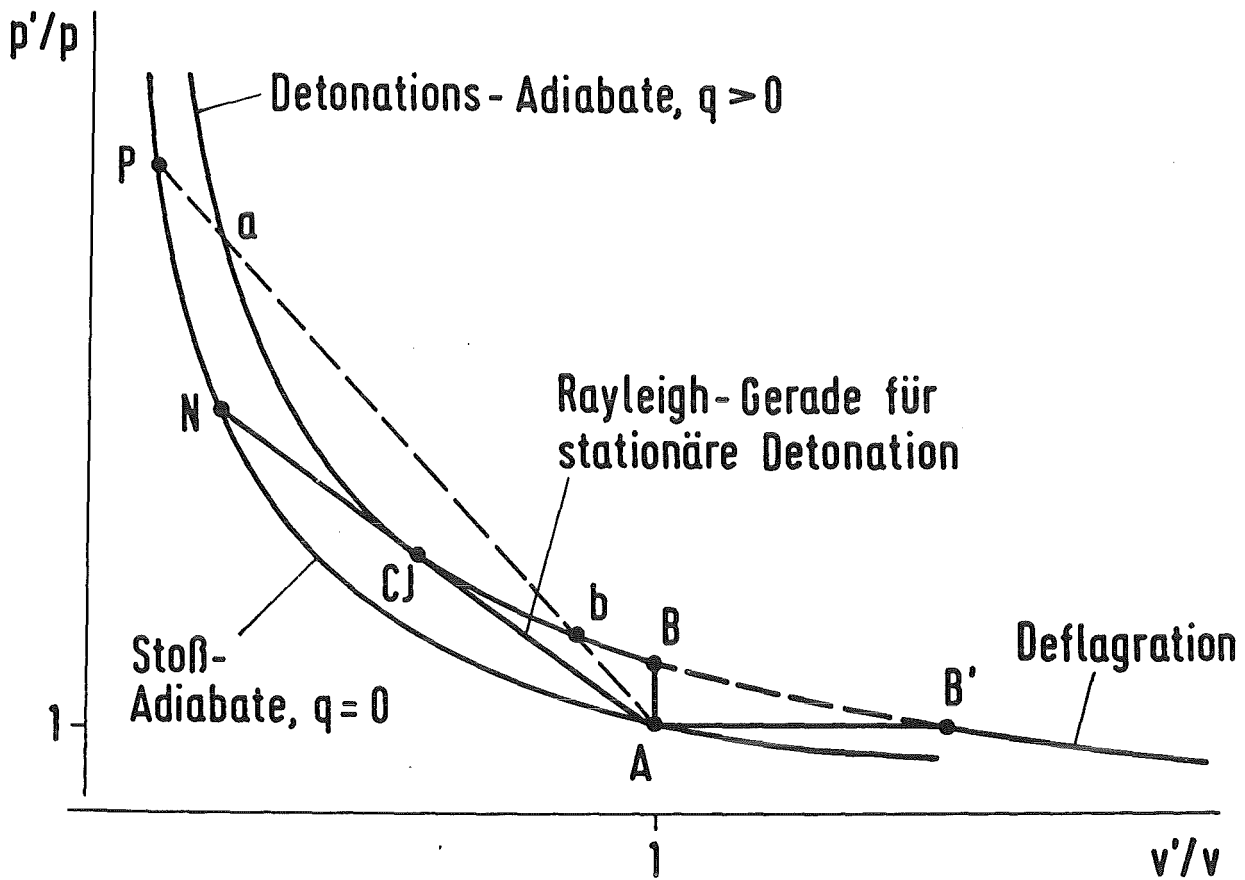


Abb. 2 : Schematische Darstellung der Stoß- und Detonationsadiabaten sowie der Rayleigh-Geraden für den stationären Stoß (durchgezogene Kurven) und für einen instabilen Stoß (gestrichelt).

p = Druck, v = spezifisches Volumen.

A = Ausgangszustand

N = von Neumann Spitze

CJ = Chapman-Jouguet-Punkt

B \sim Hicks-Menzies-Vermischung bei konstantem Volumen

P = ein denkbarer Zustand nach dem Stoß

a = ein denkbarer Zustand nach Energiezufuhr

b = ein bei Detonationen nicht erreichbarer Zustand

chemische Detonation gilt, daß die Stoßgeschwindigkeit aus Gründen der Stabilität ein Minimum annehmen muß. Dies bedeutet, daß die Rayleigh-Gerade, die als eine Tangente die Detonationsadiabate berührt, die Stoßgeschwindigkeit vorschreibt. Die Berührungspunkt der Tangente ist der Chapman-Jouget-Punkt (C-J-Punkt). Unter der Annahme, daß an der Chapman-Jouget Ebene die Fragmentation abgeschlossen ist und die C-J Bedingng erfüllt sein muß, errechneten Board und Mitarbeiter die Stoßgeschwindigkeit und den Druck der Detonationswelle. Danach beträgt der maximale Druck im System Zinn/Wasser etwa 1000 bar und im System UO_2/Na etwa 10^4 bar [22]. Die Detonationstheorie ist bis heute das einzige Modell, das die Fortpflanzung der Druckwelle quantitativ beschreiben kann. Andererseits wurde bisher bei Versuchen mit größeren Massen kein überkritischer Druck beobachtet. Board und Mitarbeiter führen dies auf nicht ausreichend große Dimensionierung der Versuchsgeometrie zurück. Sie fordern, daß die Dimension der groben Vermischung gegenüber der Länge der Fragmentationszone ausreichend groß sein muß.

Zu 5) Fragmentationsmodelle

Eine Vielzahl von Fragmentationsmechanismen für die Dampfexplosion sind vorgeschlagen worden. Einige Veröffentlichungen, wie z.B. Cronenberg [6], Benz, Fröhlich und Unger [5] geben einen guten Überblick über die vorgeschlagenen Fragmentationsmechanismen. Eine grobe Unterteilung der Fragmentationsmechanismen führt zu folgendem Bild:

1. rein hydrodynamische Fragmentationsmechanismen
2. thermisch bedingte Fragmentation
3. sonstige Fragmentationsmechanismen.

Die erste Gruppe umfaßt die Fragmentationsmechanismen, die durch die Relativgeschwindigkeit zwischen dem Tropfen und dem umgebenden Medium verursacht werden. Zu ihnen gehören Taylor- und Helmholtz- Instabilitäten, hydrodynamische Zerteilung und Grenzschichtabstreifung. Eine eingehende Diskussion der hydrodynamischen Fragmentationsmechanismen findet man in der Arbeit von Schriewer [28] und Schumann [8]. Diese Fragmentationsmechanismen sind eng mit der Detonationstheorie der Dampfexplosion verknüpft. Im überkritischen Druckbereich hinter einer Stoßwelle, wie ihn die Detonationstheorie beschreibt, müssen die von der Verdampfung kontrollierten Fragmentationsmechanismen ausgeschlossen werden, so daß die hydrodynamische Fragmentations-

mechanismen wirksam sein müßten.

Die zweite Gruppe umfaßt im weitesten Sinne alle Fragmentationsmechanismen, die durch die Verdampfung verursacht werden. Sie enthält die Fragmentation durch heftiges Sieden, Fragmentation durch Kavitationsschwingung in der Schmelze, Fragmentation durch Dampfblasenkollaps oder Fragmentation durch den Einschluß der kalten Flüssigkeit in der Schmelze usw.. Insbesondere sind Fragmentationen durch Dampfblasenkollaps in zahlreichen Variationen vorgeschlagen worden. Buchanan [29] schlug einen Fragmentationsmechanismus durch den unsymmetrischen Blasen-kollaps mit der Bildung eines Flüssigkeitsstrahls vor. Der Flüssigkeitsstrahl dringt in die Schmelze ein und bewirkt eine intensive Vermischung und Verdampfung. Die heftige Verdampfung verursacht unmittelbar die Fragmentation oder führt zur Bildung einer größeren Dampfblase, bei dessen Kollaps ein Flüssigkeitsstrahl mit einer größeren kinetischen Energie gebildet wird. Der Dampfblasenkollaps erfolgt in einigen Zyklen, bis die Fragmentation ausgelöst wird.

Corradini [11] schlug einen Fragmentationsmechanismus mit einem unsymmetrischen Dampf-filmkollaps vor, wobei sowohl auf der Dampf-Wasser-Grenzfläche der kollabierenden Dampfblase als auch an der Tropfenoberfläche Taylor-Instabilitäten auftreten. Durch vergrößerte Grenzflächen erfolgt ein intensiver Wärmeaustausch und heftige Verdampfungen, die zur Fragmentation führen. Das Auftreten der Taylor-Instabilität an der Tropfenoberfläche wird durch den unsymmetrischen Kollaps der Dampfblase begründet.

Zur dritten Gruppe der Fragmentationsmechanismen gehören die Fragmentation durch Gasfreisetzung sowie die Fragmentation durch thermische Spannungen in der verfestigten Kruste. Die erstere setzt eine hohe Gaslöslichkeit der heißen Schmelze voraus. Bei der plötzlichen Abkühlung des heißen Tropfens wird im Tropfeninneren das gelöste Gas freigesetzt, wodurch ein sehr hoher Druck erzeugt wird. Der Druckaufbau im Tropfeninneren führt zur Fragmentation. Die Fragmentation durch thermische Spannungen in der verfestigten Kruste ist für den Fall interessant, daß der schmelzflüssige Tropfen aus einem keramischen Material wie Urandioxyd besteht, das einen sehr hohen Schmelzpunkt hat. Aber es ist fraglich, ob dieser Fragmentationsmechanismus für eine Dampfexplosion ausreichend schnell ist.

3. Zielsetzung und Durchführung des experimentellen Programms

Aus dem im Kapitel 2 dargestellten Stand der Kenntnis zur Dampfexplosion ist ersichtlich geworden, daß ein besseres Verständnis des Fragmentationsmechanismus ein wesentlicher Schlüssel zur Bestimmung von Rand- und Anfangsbedingungen ist, unter denen eine Dampfexplosion stattfinden kann. Die bisherigen Experimente haben gezeigt, daß diese Aufgabe nur erfüllbar ist, wenn man Experimente unter gut kontrollierten Bedingungen durchführt. Damit bietet es sich an, das Phänomen der Fragmentation an Experimenten zu studieren, die an einzelnen Tropfen durchgeführt werden. Ein Versuch in dieser Richtung wurde am Institut für Reaktorentwicklung des Kernforschungszentrums Karlsruhe schon 1974 mit der Arbeit von Zyszkowsky [31] unternommen.

Zyszkowsky beobachtete die Fragmentation mit einer konventionellen Hochgeschwindigkeitskamera (Aufnahmegeschwindigkeit ≈ 5000 Bilder pro Sekunde) an einem auf dem Gegäßboden liegenden Kupfertropfen. Die Fragmentation ereignete sich spontan. Sie trat stochastisch auf. Die Häufigkeit der Fragmentation in den Experimentserien war gering. Zyszkowsky stellte fest, daß die Ereignisse, die zur Fragmentation führen, extrem schnelle Vorgänge sind. Die Fragmentation ereignete sich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern. In einem Bild war am Tropfen keine Änderung zu bemerken und im nächsten Bild sieht man bereits eine fragmentierte und sich expandierende Masse. Um den Fragmentationsprozeß photographisch zu erfassen, muß daher eine Hochgeschwindigkeitskamera mit einer wesentlich größeren Aufnahme Frequenz eingesetzt werden. Zu diesem Zweck wurde in dieser Arbeit eine Hochgeschwindigkeitskamera mit einer maximalen Aufnahme Frequenz von 100.000 Bildern pro Sekunde verwendet.

Mit Hilfe dieser Hochgeschwindigkeitskamera konnte der Fragmentationsprozeß in ausreichendem Detail beobachtet werden. Die Anforderungen an die Versuchsanordnung wurde dominant von Eigenschaften der Hochgeschwindigkeitskamera bestimmt.

Die wesentlichen Punkte sind:

- Die eingesetzte Hochgeschwindigkeitskamera hat eine sehr kurze Aufnahme-dauer. Sie beträgt 5 ms bei der maximalen Aufnahme Frequenz von 100.000 Bildern pro Sekunde.
- Eine genaue zeitliche Zuordnung der einzelnen Bilder der Hochgeschwindig-

keitsaufnahme zur Aufzeichnung der Druckereignisse mußte ermöglicht werden, um eine sinnvolle Interpretation der Aufnahmen durchzuführen.

- Die Appertur der Hochgeschwindigkeitskamera ist mit 44 angegeben, d.h. die Hochgeschwindigkeitskamera ist äußerst lichtunempfindlich und bedarf daher einer sehr intensiven Beleuchtung.
- Als Versuchsparameter sollten Tropfentemperatur der heißen Schmelze und die Stärke des Triggers variiert werden.

Durch diese Randbedingungen ergaben sich folgende Anforderungen an das Experiment:

- Es sollten Experimente an einem einzelnen Tropfen durchgeführt werden, um den Dampffilmkollaps und die nachfolgenden Ereignisse mit einer Hochgeschwindigkeitskamera beobachten zu können.
- Die Versuchsanordnung sollte die Nahaufnahme des fragmentierenden Tropfens mit der eingesetzten Hochgeschwindigkeitskamera ermöglichen.
- Eine künstlich erzeugte Druckwelle (Trigger) sollte den Fragmentationsprozeß bei kontrollierten Bedingungen einleiten, um den Fragmentationsprozeß mit der extrem kurzen Aufnahmedauer der Hochgeschwindigkeitskamera ausreichend gut synchronisiert beobachten zu können.
- Auf der Grundlage von Filmaufnahmen und Druckmessungen sollte ein phänomenologisches Modell für die Fragmentation entwickelt werden. Durch Variation der Versuchsbedingungen sollten die wesentlichen Einflußgrößen für die Fragmentation bestimmt werden.

3.1 Aufbau der Versuchsanordnung

Abb. 3 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau. Das Gefäß besteht aus Plexiglas, hat einen quadratischen inneren Querschnitt von 40 x 40 mm und eine Höhe von 395 mm. Am Gefäßboden ist eine Brücke angebracht, von der aus die Drahtexplosion gezündet wird. Ein dünner Draht wird durch Aufbringen eines sehr großen elektrischen Stroms explosionsartig verdampft. Dies geschieht hier durch eine Kondensatorentladung. Es wird ein Silberdraht mit einem Durchmesser von 40 μm verwendet. Zwei Druckmeßköpfe sind eben an der Gefäßwand installiert. Der erste Meßkopf ist auf der Höhe angebracht, auf der die Fragmentation getriggert wird. Der zweite Meßkopf befindet sich 70 mm unter des ersten.

Der Kupfertropfen wird mit einer Schwebeschmelzspule aufgeheizt, wobei seine Temperatur mit einem Pyrometer gemessen wird. Erreicht der Kupfertropfen die gewünschte Temperatur, so wird zuerst das Wasserniveau durch das Öffnen einer Zuleitung angehoben. Die Schwebeschmelzspule wird in dem Moment abgeschaltet, indem die Wasseroberfläche den Kupfertropfen eingeschlossen hat. Dieses Vorgehen wurde gewählt, um die unerwünschte Bildung einer Luftblase im Totwasser des Tropfens zu vermeiden. (Läßt man einen Tropfen ins Wasser fallen, so beobachtet man, daß der Tropfen in seinem Totwasser Luftblasen einschließt.) Die Anwesenheit von nicht kondensierbaren Gasen kann einen Einfluß auf die Dampffilmstabilität haben und ist nicht erwünscht.

Der fallende Tropfen durchkreuzt den Strahlengang eines He-Ne-Lasers und unterbricht den Kontakt zu einem Photoelement. Dieses produziert ein Signal, das die Steuereinheit für die Drahtexplosion in Gang setzt. Sie löst nach einer eingestellten Verzögerung die Drahtexplosion aus. Für die Drahtexplosion wird ein Kondensator entladen, der 120 μF Kapazität hat und bis zu 3 kV aufgeladen werden kann. Dem Stromkreis ist ein zweiter Kreis mit einer Xe-Lampe und einem Vorwiderstand parallel geschaltet.

Wenn der Draht explodiert und damit der Widerstand des ersten Stromkreises schlagartig gegen Unendlich steigt, entlädt sich die Restladung durch den zweiten Stromkreis und gibt über die Xe-Lampe ein optisches Signal, das als Zeitmarkierung für die Hochgeschwindigkeitskamera dient. Die Xe-Lampe ist im Blickfeld der Hochgeschwindigkeitskamera postiert. Eine Wandler am ersten Stromkreis koppelt ein Signal ab, das als Trigger für ein Oszilloskop verwendet wird. Das Oszilloskop wird für die Aufzeichnung der Druckmessungen ver-

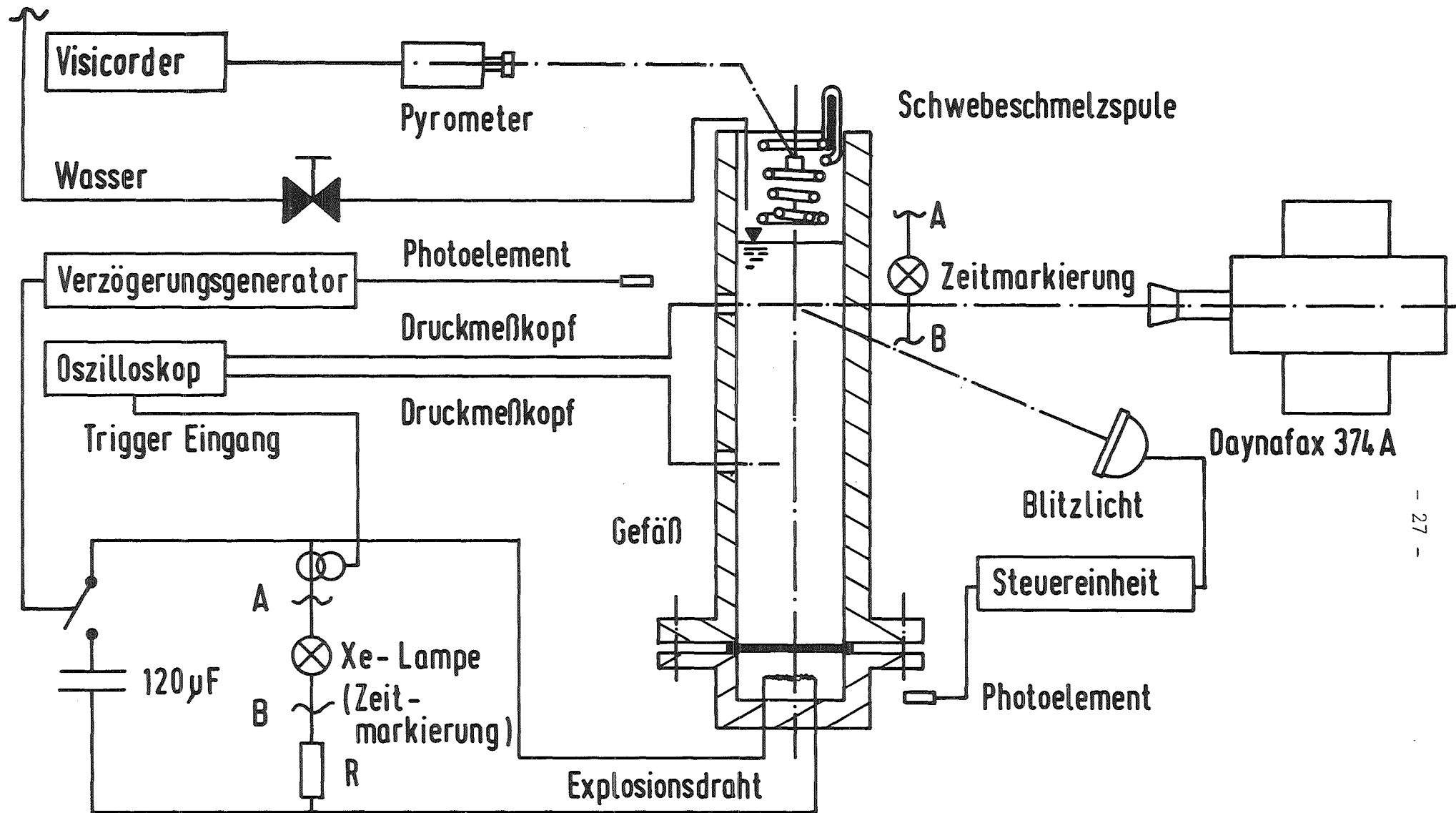


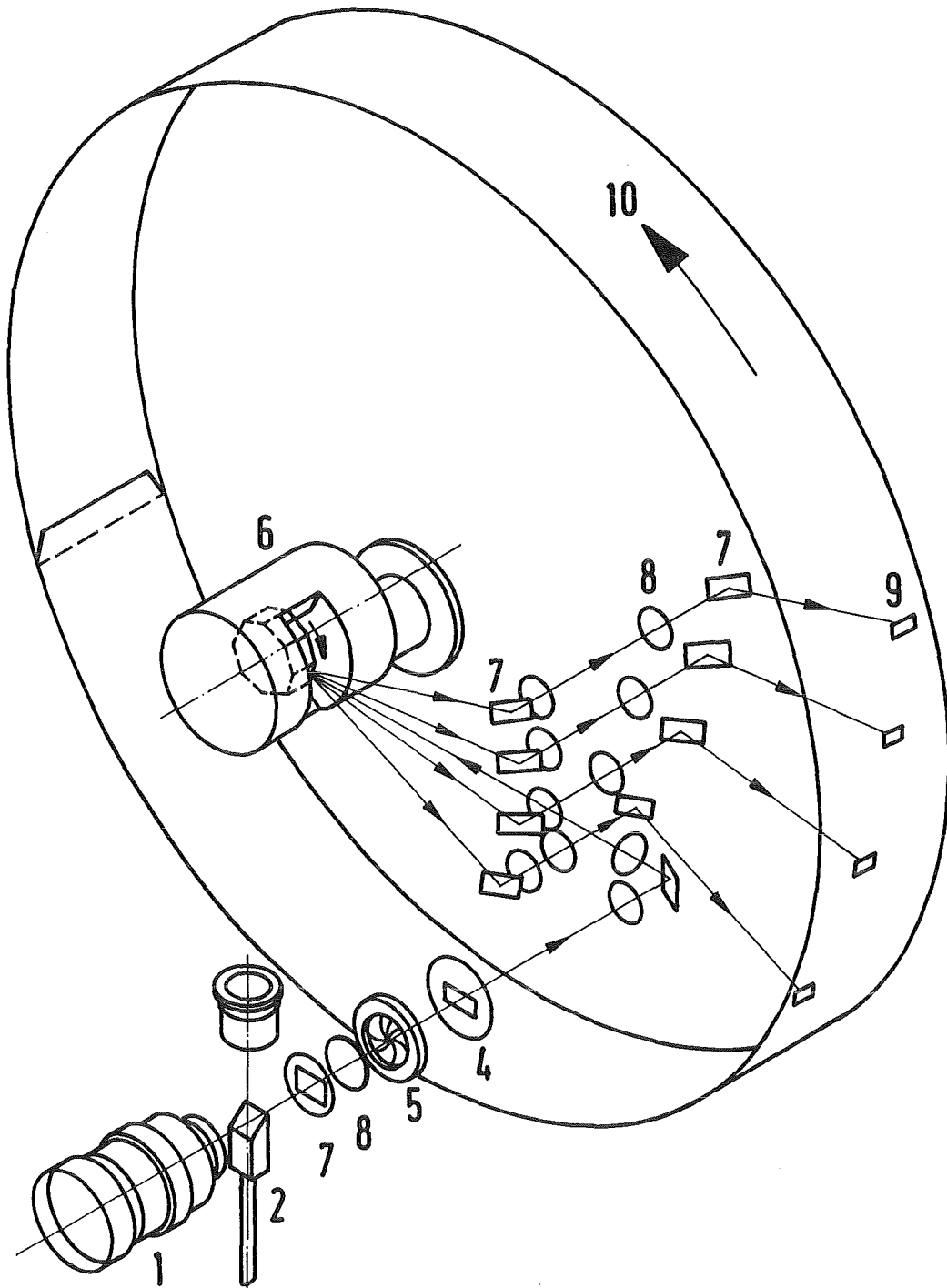
Abb.3 Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

wendet. Das Triggersignal dient zugleich als Zeitmarkierung. Auf diese Weise ist sowohl die Filmaufzeichnung, als auch die Druckaufzeichnung mit einer Zeitmarkierung versehen, wodurch eine sehr genaue Zuordnung der einzelnen Aufnahmen zu der Druckaufzeichnung möglich ist. Die eingesetzte Hochgeschwindigkeitskamera, Cordin Daynafax 374 A, ist eine Trommelkamera. Sie hat eine Aufnahme Frequenz von 100.000 Bilder pro Sekunde. Ein 70 mm Film von 1 m Länge wird auf der Trommel transportiert. Mit einem Film können maximal 500 Bilder im 16 mm Film-Format gemacht werden. Damit hat Daynafax 374 A bei einer Aufnahme Frequenz von 100.000 Bilder pro Sekunde eine maximale Aufnahmedauer von 5 ms. Abb. 4 zeigt eine schematische Darstellung der Hochgeschwindigkeitskamera. Die Optik der Kamera hat ein Prisma, das mit der Trommel mechanisch gekoppelt ist. Das Prisma verteilt Abbildungen auf vier verschiedene Strahlengänge und hat zugleich die Funktion des Verschlusses. Die Aufnahme Frequenz und Belichtungszeit der einzelnen Bilder ist mit der Drehzahl der Trommel der Hochgeschwindigkeitskamera gekoppelt. Der mechanische Verschluß der Kamera wird im voraus geöffnet und bleibt während der Aufnahme offen. Die Kamera ist schußbereit, wenn die vorgewählte Drehzahl der Trommel erreicht ist. Der Beginn und die Dauer der Aufnahme werden durch das Blitzlicht bestimmt, das einen kontinuierlichen Lichtpuls einer definierten Länge produziert.

Die Blitzeinheit wird mittels eines Photoelements durch das Auslösen der Drahtexplosion getriggert. Der Drahtexplosion ist von einer intensiven Illumination begleitet, auf die das Photoelement reagiert. Der Abstand zwischen der Stelle, an der die Drahtexplosion gezündet wird, und der Höhe, an der die Fragmentation getriggert wird, ist so gewählt, daß die Triggerwelle eine geringfügig längere Zeit zum Zurücklegen der Strecke braucht, als die Summe der Totzeiten der Steuereinheit des Blitzlichtes und der Anstiegszeit des Blitzes. Die Hochgeschwindigkeitskamera beginnt die Aufnahme bevor die Triggerwelle den fallenden Tropfen erreicht. Zu dem Zeitpunkt an dem die Triggerwelle die Höhe des fallenden Kupfertropfens erreicht hat, sind bereits 3 bis 4 Bilder aufgenommen. Die restlichen 496 Bilder stehen zur Verfügung, um die Fragmentation zu beobachten.

Abb.5 zeigt eine schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufs eines Versuchs. In Tab. 2 befindet sich eine Zusammenstellung der bei den Versuchen eingesetzten Instrumente (s. auch Abb. 3).

Außer Versuchen mit Daynafax-Hochgeschwindigkeitskamera wurden einige Versuche gefahren, in denen eine Hochgeschwindigkeitskamera mit 8000 Bilder pro



1. Objektiv
2. Prisma für die
Fokussierung
3. Visier

4. Blende
5. Mechanischer Verschluss
6. Drehspiegel mit Antrieb
7. Spiegel

8. Linse
9. Bild
10. Film

KIK
IRE

Abb.4 Schematische Darstellung der Kameraoptik

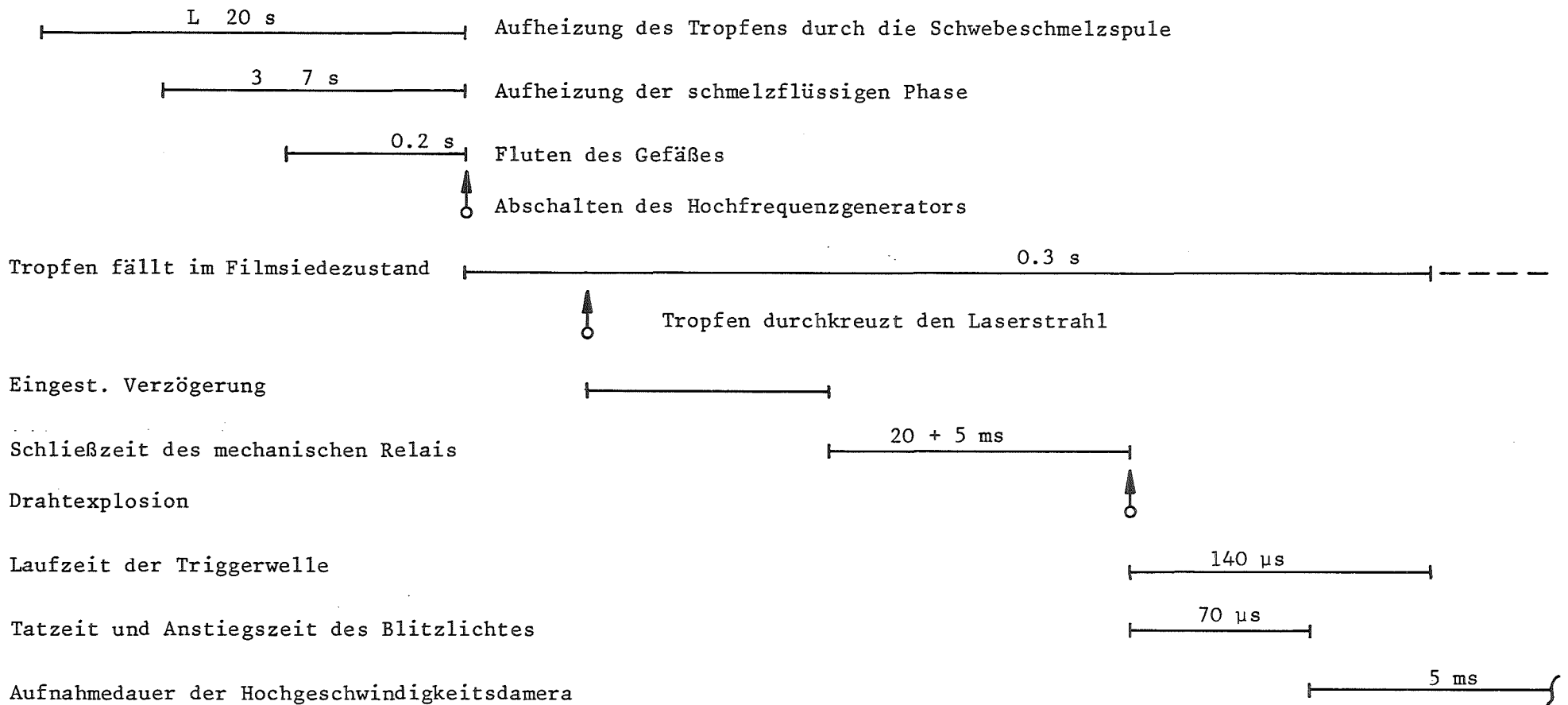


Abb. 5: Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufs der Experimente.

Tabelle 2 : Zusammenstellung der beim Versuch eingesetzten Instrumente

Instrumente	Fabrikat	Technische Daten	Anmerkungen
Hochgeschwindigkeits- kamera	Cordin, Daynafax 374 A	maximale Aufnahmefrequenz: 100,000 Bilder pro Sekunde maximale Anzahl der Bilder: 500 Bilder pro Aufnahme Apertur: 44	Trommelkamera Auf einem 70 mm-Film werden Bilder der 16 mm-Format abgebildet
Blitzlichteinheit	Cordin, 359	maximale gespeicherte Energie: 1100 Joules Dauer des Blitzes: 0,5 - 11 ms Anstiegszeit: 3% der Blitzdauer	Auslösung des Blitzes durch Kontakt, Photoelement oder externen elektrischen Signal möglich
Steuereinheit für die Drahtexplosion	Eigenbau	maximale zulässige Spannung: 3 kV Schließzeit des mechanischen Schutzes: 22 ms + 3 ms	
Pyrometer	Gulton IS 2	absoluter Fehler: 1,5% vom Meßbereich- umfang Einstellzeit: 1ms	Teilstrahlpyrometer Emissionskoeffizient muß ein- gestellt werden
Druckaufnehmer	Kistler 603 B	Empfindlichkeit 5 pC/at. Eigenfrequenz > 400 kHz Anstiegszeit 1 µs	
Ladungsverstärker	Kistler 5001		
Digitalspeicher Oszilloskop	Gould Advance OS4000	Max. Anstiegszeit zwischen zwei Punk- ten 0.5 µs Max. Speicherfrequenz: 4 Punkte/Perio- de 500 kHz für Einkanal-Betrieb, 250 kHz für Zweikanal-Betrieb	
Transientenspeicher	Eisenmann MTR80	max. Abtastrate 1 MHz	
Hochfrequenzgenerator für das Schwebeschmelzverfahren	Hüttinger Typ IG 15/600	max. Leistung im Werkstück: 15 kW Leistungsaufnahme aus dem Netz: 40 kVA bei Vollast	
Zeitdehnkamera	NAC 16 HD	max. Aufnahmefrequenz 8000 Bilder/Sek.	

Sekunde Aufnahme Frequenz eingesetzt wurde. Diese Aufnahmen dienten als Referenz und dokumentierten den Ablauf des Versuchs über größere Zeiträume.

3.2 Durchführung der Experimente

Für die Experimente wurden Kupferproben mit einer Masse von 1.8 - 2.1 g verwendet. Die Proben wurden an einem Kupferdraht mit 0.5 mm Durchmesser aufgehängt. Beim Aufschmelzen der Probe wurde ein Teilstück des Drahtes mitgeschmolzen. Die Temperatur der Kupferprobe wurde zwischen 1200°C und 1800°C variiert. Die Wassertemperatur wurde auf 20°C gehalten. Der Triggerdruck wurde von 0.1 bis 1.4 Mpa variiert, wobei der Druck auf der Höhe des Tropfens gemessen wurde. Zwischen dem gemessenen Spitzendruck und dem Integral $\int p dt$ gibt es eine lineare Beziehung (s. Abb.6). Der Zusammenhang dieser beiden Größen ist durch die Faustregel

$$110 \text{ Mpa sec} \cong 1 \text{ Mpa}$$

gegeben. Die meisten Experimente wurden in Normalatmosphäre durchgeführt. Die Anzahl der Experimente betrug 140. Dabei wurden 50 auswertbare Filmaufnahmen gewonnen. Eine begrenzte Anzahl von Experimenten wurde in einer reduzierenden Atmosphäre durchgeführt. Als reduzierende Atmosphäre standen CO und Formiergas (92 % N₂ und 8 % H₂) zur Verfügung. Die Anzahl der Experimente in reduzierender Atmosphäre betrug 18. Im Appendix C sind die Versuchsparameter und Einzelergebnisse der wesentlichen Experimente zusammengestellt.

3.3 Fehlerabschätzung

Bei der Messung der Tropfentemperatur mittels Pyrometer wird der wesentliche Fehler durch den einzustellenden Emissionskoeffizient verursacht. Um diesen Fehler auszuschalten, wurde Vergleichsmessungen mit Thermoelementen durchgeführt. Der Fehler bis zu einer Tropfentemperatur von 1600°C wurde zu $\pm 5\%$ abgeschätzt.

Bei der zeitlichen Zuordnung zwischen der Druckaufzeichnung und den Bildern der Hochgeschwindigkeitskamera wird der größte Fehler durch die Zeitauflösung der Hochgeschwindigkeitskamera verursacht. Dieser Fehler beträgt maximal + 9 μs bei einer Aufnahme Frequenz von 100.000 Bildern pro Sekunde und + 18 μs bei 50.000 Bildern pro Sekunde. Der gesamte Fehler bei der zeitlichen Zuordnung wird auf (+14 μs , -5 μs) bei 100.000 Bilder pro Sekunde und (+23 μs , -5 μs) bei 50.000 Bilder pro Sekunde abgeschätzt.

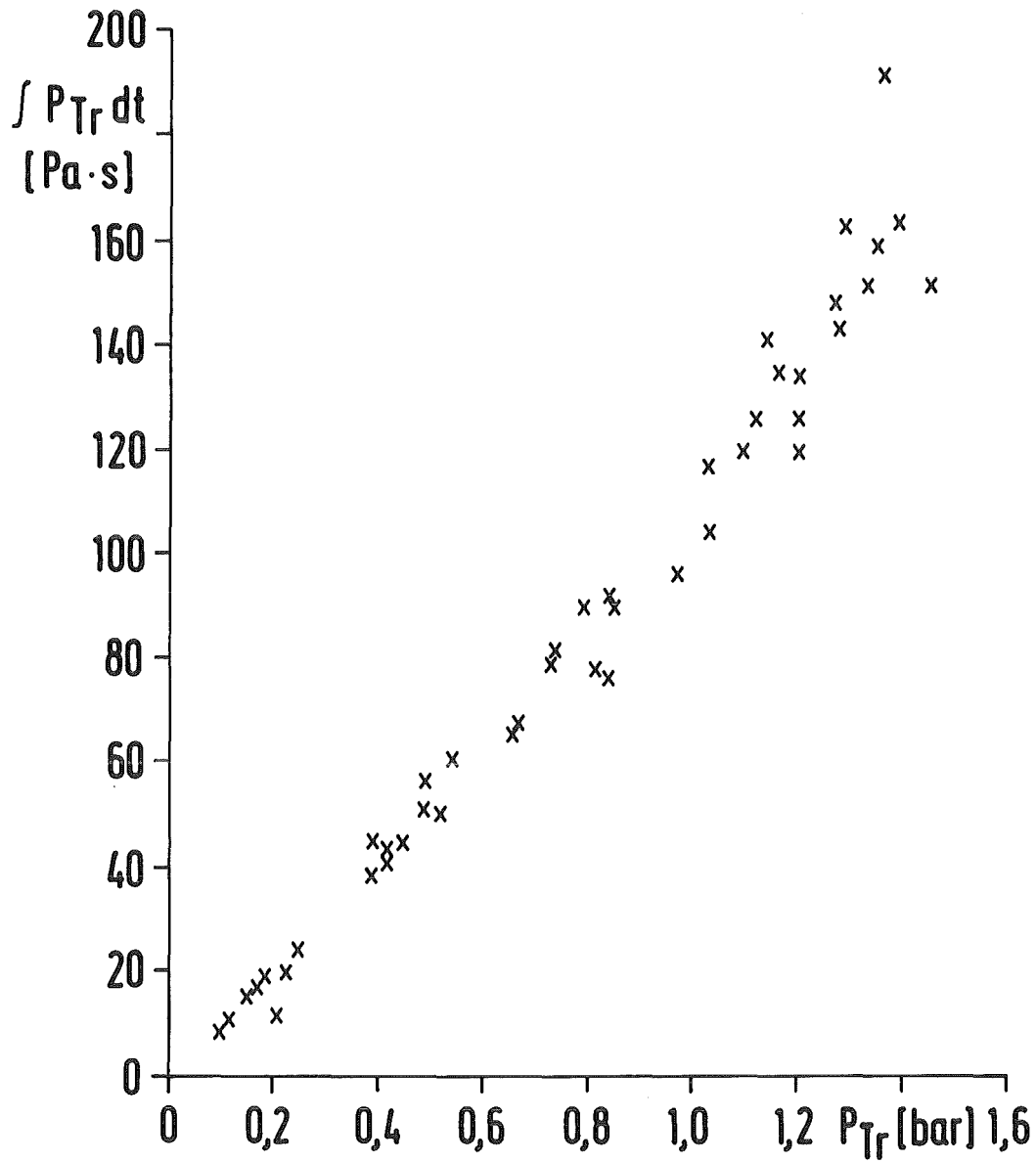


Abb.6 Zeitintegral des Triggerdrucks $\int P_{Tr} dt$ als Funktion des Triggerdrucks P_{Tr}

Bei der Messung der auf den Bildern festgehaltenen Tropfenoberfläche wird ein Fehler von $\pm 0,5$ % gemacht. (Im weiteren Verlauf der Arbeit wird diese Fläche "Projektionsfläche des Tropfens" genannt.) Die Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera entstehen durch vier verschiedene Strahlengänge und haben vier verschiedene Abbildungsmaßstäbe. Der systematische Fehler, der dadurch entsteht, beträgt maximal 0,8 %. Nach der Korrektur dieses systematischen Fehlers wird der Meßfehler der Projektionsfläche des Tropfens zu ± 1.0 % ermittelt.

4. Experimentelle Ergebnisse

4.1 Allgemeine Bemerkungen

Wurde bei der Durchführung der Experimente kein Trigger verwendet, so fiel der schmelzflüssige Tropfen im Filmsiedezustand ruhig bis zum Gefäßboden und erstarrte dort. Der erstarrte Tropfen hatte einen inneren Hohlraum und das Aussehen wie es von Zyszkowsky [31] beschrieben wurde. Nur in zwei Fällen kam es zu einer spontanen Fragmentation. Diese ereignete sich in beiden Fällen in der unteren Hälfte des Gefäßes, als der Kupfertropfen noch nicht den Gefäßboden erreicht hatte. Die Anzahl entspricht in etwa der Häufigkeit des Auftretens der spontanen Fragmentation, wie sie von Zyszkowsky berichtet wurde. In keinem Fall wurde eine spontane Fragmentation an einem auf dem Boden liegenden Tropfen beobachtet. Beim Anheben des Wasserniveaus, d.h. wenn der Kupfertropfen zum Teil vom Wasser bedeckt war, wurden spontane Fragmentationen beobachtet. Die Häufigkeit ihres Auftretens war weitaus größer, als die der spontanen Fragmentation an einem im Wasser fallenden Tropfen. Das Auftreten dieser spontanen Fragmentation wurde dadurch verhindert, daß das Wasser dicht an der Oberfläche geringfügig aufgeheizt wurde. Nachdem diese Maßnahme eingeführt worden ist, ereignete sich keine spontane Fragmentation mehr.

Bei der Anwendung der Drahtexplosion als Trigger der Fragmentation wurde stets Fragmentation beobachtet. Es wurde keine untere Schwelle für die getriggerte Fragmentation ermittelt, wie sie von Nelson [11] berichtet worden ist. Der kleinste Trigger erzeugte eine Druckspitze von 0.1 Mpa. In zwei Fällen wurde trotz des Triggers keine Fragmentation beobachtet. Diese Beobachtung blieb ein Einzelfall. Unter vergleichbare Bedingungen wurde sonst stets Fragmentation beobachtet.

Die getriggerte Fragmentation ereignete sich in mehreren Zyklen. Die Anzahl der Zyklen variierte von 2 bis 5. Die Abbildung 7 zeigt die Druckaufzeichnung eines derartigen Experiments. Die Druckspitzen verteilen sich über einen Zeitraum von etwa 30 ms. Die erste Druckspitze hatte in der Regel den höchsten Druck. Bei höheren Tropfentemperaturen (oberhalb von 1600°C) wurde beobachtet, daß einem Zyklus der Fragmentation in einem dichten Abstand von einigen hundert Mikrosekunden ein zweiter folgte. In diesen Fällen war die zweite Druckspitze größer als die erste.

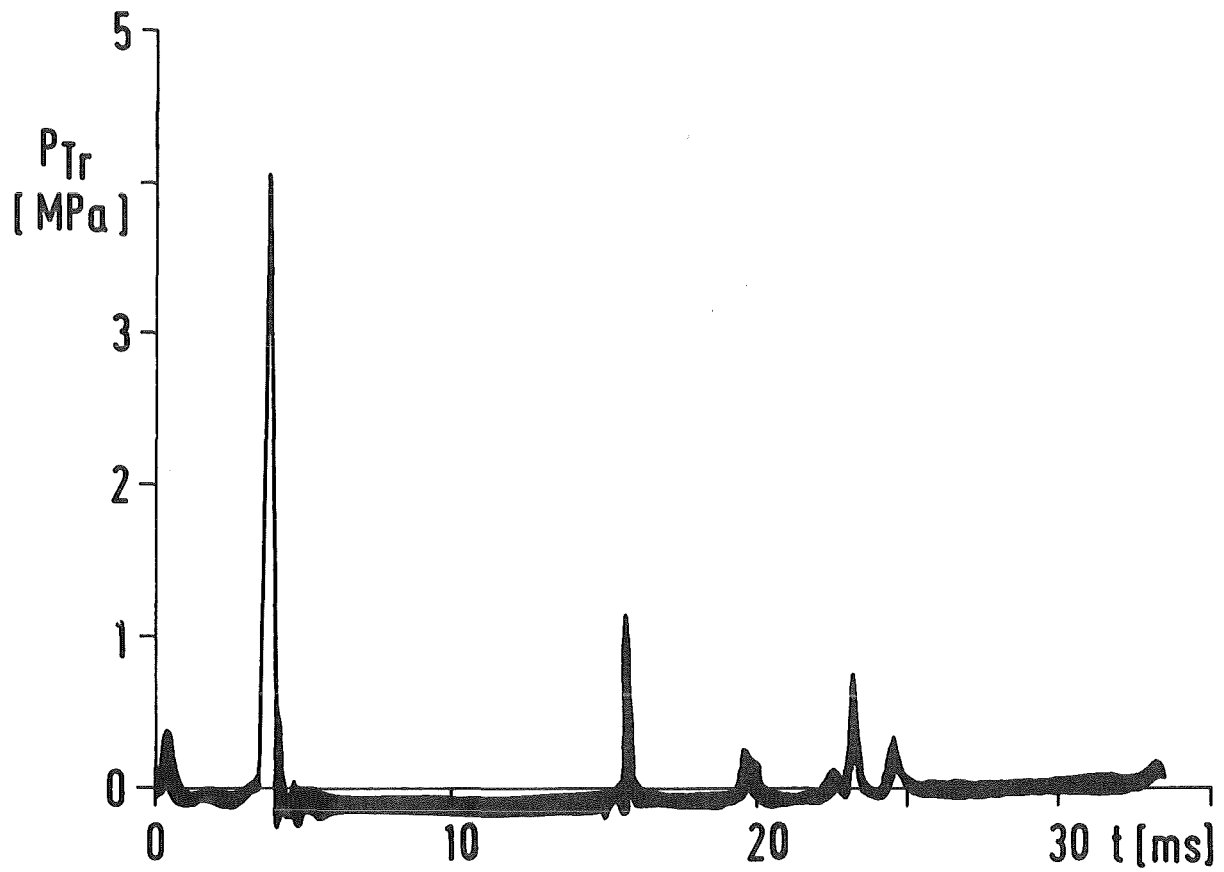


Abb.7 Druckaufzeichnung einer Fragmentation mit einer großen Zeiteinteilung

4.2 Fragmentation in Normalatmosphäre

In den Versuchen, in denen die Kupferproben in einer Normalatmosphäre aufgeheizt wurden, wurden zwei Fragmentationstypen beobachtet: die "prompte Fragmentation" und die "verzögerte Fragmentation". Die prompte Fragmentation ist dadurch gekennzeichnet, daß die Verzögerung zwischen der Triggerankunft und der Fragmentation nur einige zehntel Millisekunden beträgt. Typische Werte sind 0.1 - 0.3 ms. Der Triggerankunft folgt die Filmdestabilisierung. Unmittelbar nach dem Filmkollaps folgt die Fragmentation mit einer großen Druckausbeute. Die verzögerte Fragmentation hat im Gegensatz zur prompten eine Verzögerung, die eine bis mehrere Millisekunden beträgt. Die hierbei sich neu bildende Dampfschicht ist erheblich dicker als der ursprüngliche Dampffilm des Filmsiedezustandes. Das Volumen dieser Dampfschicht bleibt weitgehend konstant für eine Zeitdauer von einigen Millisekunden bis die Fragmentation einsetzt. Im folgenden soll der Ablauf der prompten bzw. verzögerten Fragmentation an je einem repräsentativen Beispiel beschrieben werden.

4.2.1 Die prompte Fragmentation

4.2.1.1 Beschreibung des Versuchsablaufs

Abbildung 8 zeigt die Druckaufzeichnung einer prompten Fragmentation (Versuch G3). Der aufgezeichnete Druck ist am Meßkopf 1 (siehe Abb. 3) gemessen. Neben der Druckaufzeichnung ist die normierte Projektionsfläche des Kupfertropfens $A^*(t) = A(t)/A_0$ eingetragen. $A(t)$ wird dadurch ermittelt, daß man den äußeren Umriß des Tropfens in der Aufnahme abtastet und die eingeschlossene Fläche ermittelt. Der äußere Umriß ist dabei die Dampf-Wasser-Grenzfläche. Der ermittelte Wert $A(t)$ wird mit A_0 (der Wert vor der Triggereinwirkung) dividiert. Die normierte Projektionsfläche des Tropfens $A^*(t)$ ist eine Größe, mit der man die Kinetik der Fragmentation darstellen kann. Als Ursprung der Zeitachse des Diagramms ist der Moment gewählt, bei dem die Drahtexplosion gezündet wurde. Im Versuch G3 ist eine prompte Fragmentation beobachtet worden. Die Versuchsbedingungen waren $\vartheta_{\text{Cu}} = 1300^\circ\text{C}$, $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 20^\circ\text{C}$, Triggerdruck $p_{\text{tr}} = 1.13 \text{ Mpa}$. Im Appendix A sind die Aufnahmen, die den Versuchsablauf dokumentieren, zusammengestellt. Der Trigger erreichte den Tropfen nach ca. 134 μs .

Phase A: $t < 140 \mu\text{s}$ (Abb. A1.1 - A1.3)

Der Tropfen befindet sich im Filmsiedezustand. Der Tropfen selbst ist nicht

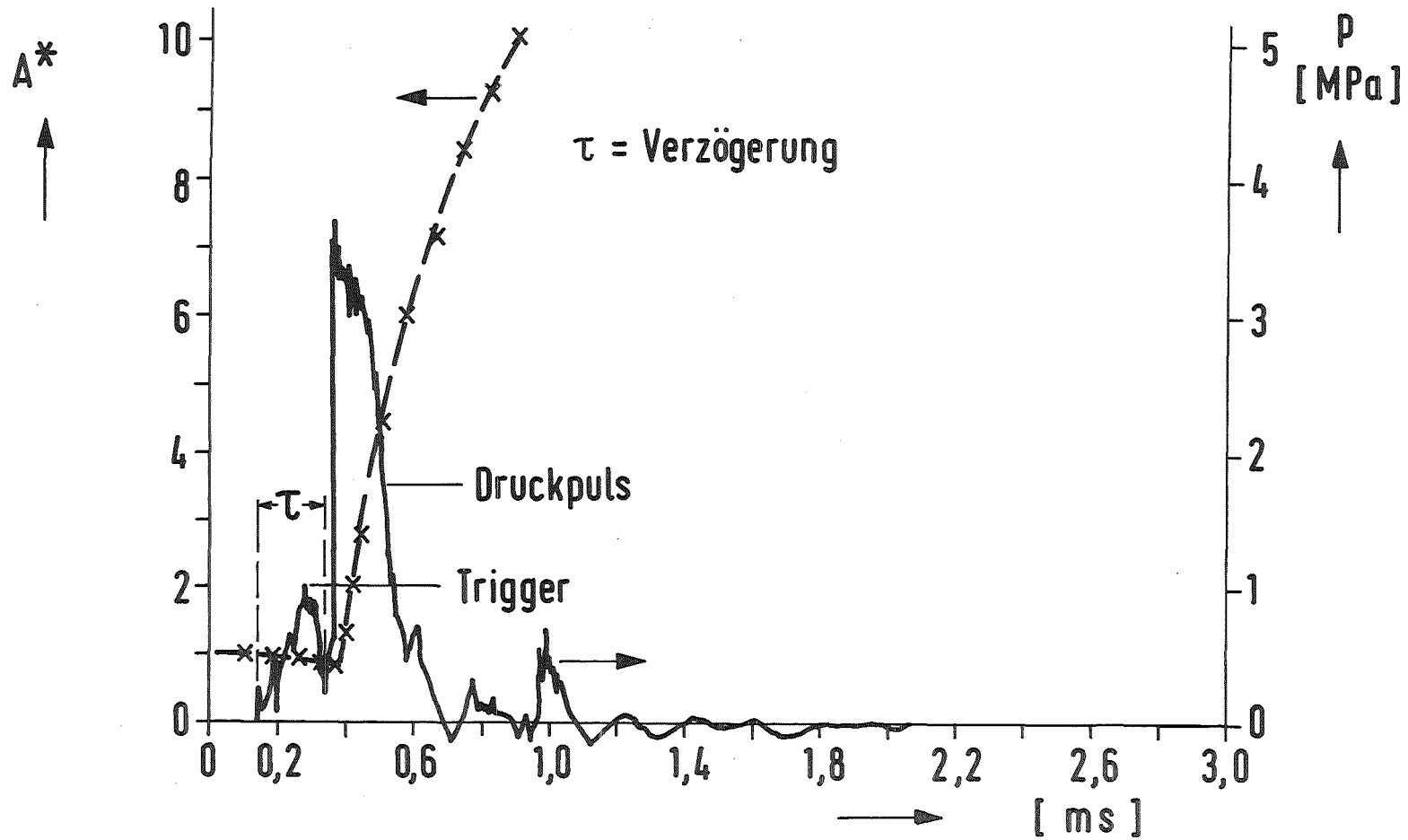


Abb. 8 Druckaufzeichnung und Kinetik einer prompten Fragmentation
(Versuch G3-Tropfentemperatur 1320°C)

genau zu identifizieren. Was man auf den Bildern sieht, ist die äußere Phasengrenze des Dampffilms. Der Tropfen erscheint dunkel. Im Appendix D werden die optische Phänomene, die auf den Bildern zu sehen sind, im einzelnen interpretiert. Der Trigger erreicht den Kupfertropfen zum Zeitpunkt $t = 134 \mu\text{s}$.

Phase B: $140 < t < 340 \mu\text{s}$ (Abb. A1.4 - A1.13)

A^* nimmt ab und erreicht ein Minimum bei $340 \mu\text{s}$. In dieser Periode erfährt der Tropfen eine optische Veränderung. Der Tropfen, der anfangs dunkel und glänzend erscheint, wird mit der Zeit heller in der Farbe. Man erkennt zunehmend Strukturen an der Tropfenoberfläche. Gegen Ende dieser Phase beobachtet man in vielen Versuchen das Auftauchen weißer Punkte. Die Abbildungen A5.1 - A5.3 zeigen Aufnahmen aus einem anderen Experiment, bei dem diese Punkte besonders klar zu erkennen sind. Diese weißen Punkte nehmen mit der Zeit an Zahl und Größe zu.

Phase C: $t = 360 \mu\text{s}$ (Abb. A1.14)

Es sind lokale Eruptionen an der Oberfläche zu beobachten. Diese Eruptionen erscheinen rötlich-braun. Dieser Zeitpunkt stimmt mit dem Beginn des scharfen Druckanstiegs in der Druckaufzeichnung überein (siehe Abb. 8).

Phase D: $t > 360 \mu\text{s}$ (Abb. A1.14 - A1.21)

Die Druckspitze erreicht 3.5 Mpa in etwa $40 \mu\text{s}$. Die Breite der Druckspitze beträgt ca. $200 \mu\text{s}$. Lokale Eruptionen entwickeln sich rasch zu einer expandierenden Wolke, die die gesamte Tropfenoberfläche umschließt. Diese Wolke hat eine rotbraune Farbe und deutet an, daß bereits ein Teil des Tropfens fein fragmentiert ist und homogene Vermischung mit Dampf bzw. Wasser stattgefunden hat.

Man beobachtet, daß an der expandierenden rotbraunen Wolken helle Punkte auftauchen (Abb. A1.18 - A1.21). Diese hellen Punkte werden von groben Fragmenten verursacht (z.B. Abb. A1.21). Die groben Fragmente haben in der expandierenden Wolke eine höhere Geschwindigkeit als die feineren Partikel. Sie haben eine größere Masse und werden in der Wolke weniger verzögert. Die groben Fragmente durchdringen die expandierende Wolke und kommen in direkten Kontakt mit dem unterkühlten Wasser. Die Verdampfung, die dabei stattfindet, erscheint auf dem Bild als ein heller Punkt, der plötzlich auf dem rotbraunen Untergrund auftaucht.

4.2.1.2 Die Auswertung des Versuchs G3

Abbildung 9 zeigt eine Darstellung der normierten Projektionsfläche des Tropfens $A^*(t)$ als Folge der prompten Fragmentation (Versuch G3). Unter der vereinfachten Annahme einer Kugelsymmetrie des Tropfens wurde aus $A^*(t)$ die Geschwindigkeit $v(t)$ und die Beschleunigung $a(t)$ der Dampf-Wasser-Grenzfläche ermittelt und im gleichen Diagramm eingetragen. Die Gleichungen sind im Appendix B abgeleitet. Die Abbildung enthält auch eine Druckaufzeichnung im gleichen Zeitmaßstab.

Wie im Abschnitt 4.2.1.1 beschrieben, nimmt $A^*(t)$ nach der Triggerankunft ab und erreicht das Minimum A^*_{\min} bei $340 \mu\text{s}$. A^*_{\min} hat den Wert 0.82 . $(1 - A^*_{\min})$ entspricht einer mittleren Filmdicke von $420 \mu\text{m}$. Die Geschwindigkeit der Phasengrenze $v(t)$ erreicht das Maximum $v_{\max} = 4 \text{ m/s}$ bei $320 \mu\text{s}$. Die Beschleunigung $a(t)$ erreicht das Maximum bei $300 \mu\text{s}$ und ist durch eine Umkehr des Vorzeichens bei $310 \mu\text{s}$ gekennzeichnet. In der Endphase des Filmkollapses, d.h. zwischen $310 \mu\text{s}$ und $340 \mu\text{s}$, ist die Beschleunigung $a(t)$ von der Phase geringerer Dichte (Dampf) auf die der größeren Dichte (Wasser) gerichtet. Somit tritt an der Phasengrenze die Rayleigh-Taylor-Instabilität auf. Da die Beschleunigung bekannt ist, läßt sich die am stärksten wachsende Wellenlänge λ_m der Rayleigh-Taylor-Instabilität nach der bekannten Gleichung

$$\lambda_m = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{a \Delta \rho}}$$

ermitteln. In der Tabelle 3 sind die für λ_m ermittelten Werte aufgeführt.

Tabelle 3: Wellenlänge der am stärksten wachsenden Rayleigh-Taylor-Instabilität (Versuch G3)

Zeit / μs /	$a(t)$ / m sec^{-2} /	λ_m / mm /
320	$57,5 \cdot 10^3$	0,4
430	$196,9 \cdot 10^3$	0,2

Hier wurden die Werte $\sigma_{\text{H}_2\text{O}} = 0.07272 \text{ N/m}$ und $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 998 \text{ kg/m}^3$ eingesetzt und ρ_{Dampf} vernachlässigt. Der Druck, den man in der Druckaufzeichnung der Fragmentation zuschreiben kann, wird erst registriert, wenn $A^*(t)$ das Minimum erreicht hat ($340 \mu\text{s}$). Zu diesem Zeitpunkt zeigt die Druckaufzeichnung einen plötzlichen Anstieg. Der Druckaufbau erfolgt in den folgenden $40 - 60 \mu\text{s}$. Dies ist die Phase, in der die Fragmentation initiiert wird und die Ex-

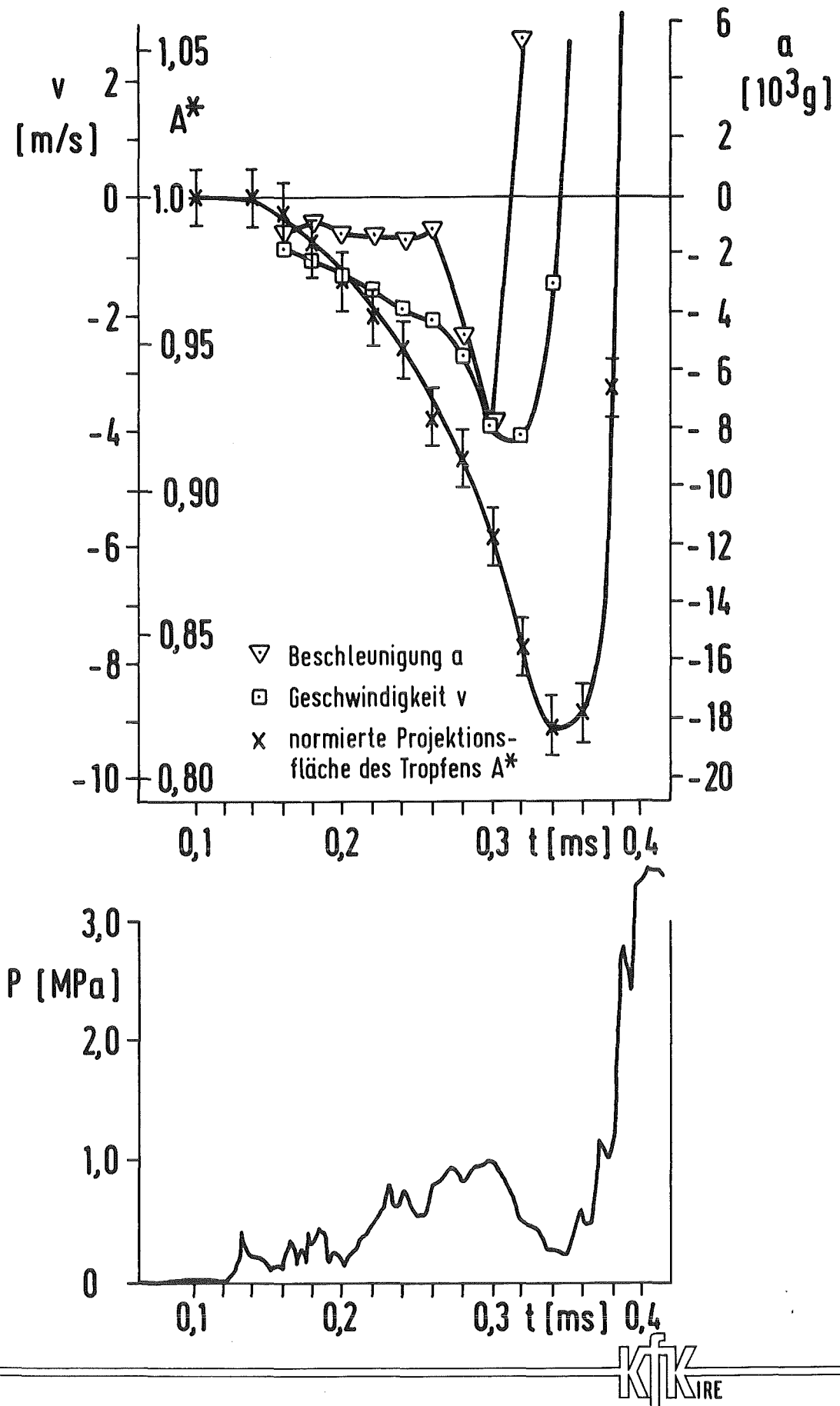


Abb.9 Normierte Projektionsfläche des Tropfens, Geschwindigkeit und Beschleunigung der Dampf-Wasser-Grenzfläche, sowie Druckaufzeichnung Versuch G3

pansion erfolgt. Abb. 16 zeigt die normierte Projektionsfläche des Tropfens $A^*(t)$, die Geschwindigkeit $v(t)$ und die Beschleunigung der Dampf-Wasser-Phasengrenze $a(t)$ in einem anderen Maßstab. Aus der Abbildung ersieht man, daß die Beschleunigung $a(t)$ nur in der ersten 60 μs der Expansionsphase (zwischen 350 μs und 410 μs) positiv ist. Interpretiert man die positive Beschleunigung als Zeichen dafür, daß die Dampfproduktion und damit eine intensive Wärmeübertragung in der Vermischungszone stattfindet, so würde dies bedeuten, daß die Wärmeübertragung nur in den ersten 60 μs nach dem Beginn der Fragmentation extrem groß war. 60 μs nach dem Beginn der Fragmentation hat $A^*(t)$ den Wert 1.4 angenommen. Das entspricht einer Verdoppelung des Volumens gegenüber dem Minimum V_{min} . Oder anders ausgedrückt, der Tropfen ist nur $\Delta r = 1.29$ mm expandiert. Der Zeitraum, in dem eine sehr große Wärmeübertragung stattfindet, ist auf etwa 60 μs beschränkt. Die Wärmeübertragung steigt mit dem Beginn der Fragmentation und fällt ab, sobald die expandierende Dampfmasse sich zu entspannen beginnt. Die Energie, die bei dieser Fragmentation freigesetzt wurde, kann abgeschätzt werden. Die Arbeit, die die expandierende Masse verrichtet, wird wie folgt ermittelt:

$$\int p dV = 4 \sum_i r_i^2 \dot{r}_i p_i \Delta t$$

r_i bzw. \dot{r}_i ist der Radius bzw. die Geschwindigkeit der expandierenden Masse, die ausgehend von der $A^*(t)$ unter der Annahme einer Kugelsymmetrie ermittelt wurde, p_i ist der gemessene Druck. Die geleistete Arbeit betrug 33 J. Diese entspricht einer Energieumsetzung von 3.6 % der im Topfen verfügbaren gespeicherten Wärme. Diese wurde wie folgt berechnet:

$$Q = m_{\text{Cu}} c_{p_{\text{Cu}}} (v_{\text{Cu}} - v_{\text{S}})$$

$m_{\text{Cu}} = 2,05$ g ist die Masse der Kupferprobe, $c_{p_{\text{Cu}}}$ die Wärmekapazität, v_{Cu} die die Temperatur der Kupferprobe und v_{S} die Sättigungstemperatur des Wassers.

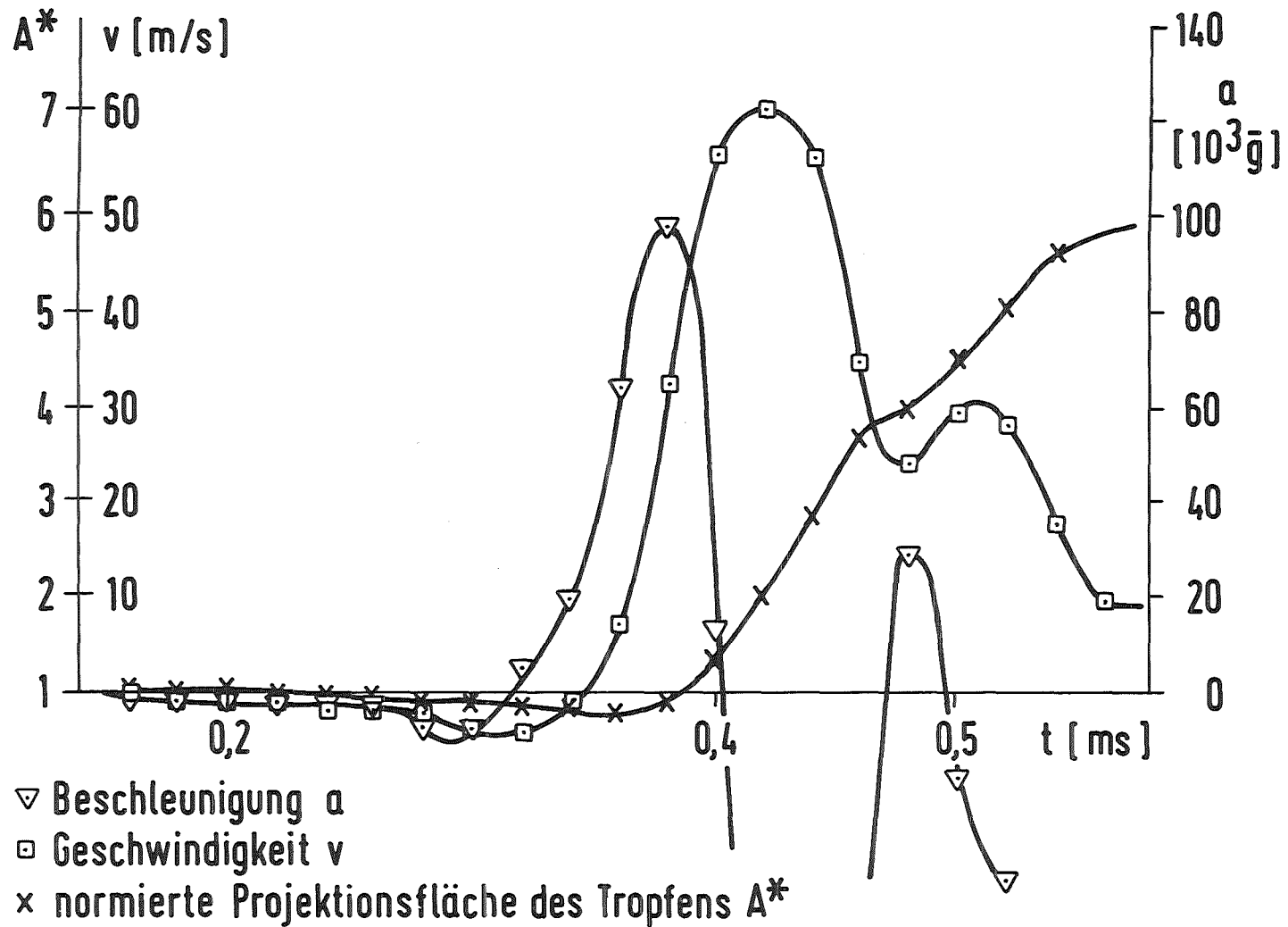


Abb.10 Geschwindigkeit und Beschleunigung der Wasser-Dampf-Grenzfläche, sowie normierte Projektionsfläche des Tropfens bei Versuch G3 als Funktion der Zeit

4.2.2 Versuchsablauf bei einer verzögerten Fragmentation

Abbildung 11 zeigt eine Druckaufzeichnung $p(t)$ und die zeitliche Änderung der normierten Projektionsfläche $A^*(t)$, wie sie bei einer verzögerten Fragmentation auftreten (Experiment H5). Die Versuchsbedingungen waren $v_{\text{Cu}}^{\text{a}} = 1290^\circ\text{C}$, $v_{\text{W}}^{\text{a}} = 20^\circ\text{C}$, $p = 0,45 \text{ Mpa}$. Anhand der Druckaufzeichnung wird im folgenden der Ablauf der Fragmentation beschrieben. Die Aufnahmen sind im Appendix A in den Abbildungen A2.1 - A2.109 dokumentiert.

Phase A: $t < 130 \text{ } \mu\text{s}$ (A2.1 - A2.5)

Der Tropfen befindet sich im Filmsiedezustand.

Phase B: $130 < t < 260 \text{ } \mu\text{s}$ (Abb. A2.6 - A2.12)

$A^*(t)$ nimmt ab und erreicht das Minimum bei $260 \text{ } \mu\text{s}$. A_{min}^* beträgt 0.96.

Phase C: $260 < t < 400 \text{ } \mu\text{s}$ (Abb. A2.13 - A2.19)

$A^*(t)$ nimmt zu. Weiße Punkte treten an der Oberfläche (Dampf-Wasser-Grenzfläche) auf, die als Verdampfung interpretiert werden. Diese weißen Punkte nehmen mit der Zeit an Anzahl und Größe zu.

Phase D: $400 < t < 1100 \text{ } \mu\text{s}$ (Abb. A2.19 - A2.54)

Die Expansion beginnt über den ganzen Tropfenumfang, wobei sie nicht gleichmäßig verläuft, sondern starke lokale Schwankungen zeigt. Dies wird in der Abbildung 12 verdeutlicht. Sie zeigt den äußeren Umriß des Tropfens zu verschiedenen Zeiten und illustriert, wie die Expansion fortschreitet. Die Farbe der expandierenden Masse erscheint in der Filmaufnahme als silbergrau. Der für die Fragmentation und Vermischung typische Farbumschlag auf rotbraun findet nicht statt. Diese Masse ist praktisch zu 100 % Dampf. Die Oberfläche der Kupferprobe hat sich nicht aufgespalten.

Phase E: $1100 < t < 1900 \text{ } \mu\text{s}$ (Abb. A2.54 - A2.94)

Das Wachstum der Dampfschicht stagniert. $A^*(t)$ stabilisiert sich um den Wert 2. Das entspricht etwa 2,8 fachen Volumenzunahme. Trotz der unterkühlten Umgebung ist kein Kollaps der Dampfschicht durch Rekondensation zu beobachten. $A^*(t)$ verändert sich kaum in diesem Zeitraum. Die Dampf-Wasser-Grenzfläche ist nicht glatt. Sie hat eine sehr irreguläre Geometrie und verändert sich ständig. An der Phasengrenze tauchen von Zeit zu Zeit kleine Tropfen auf, die sich von dem Kupertropfen abgelöst haben. Diese haben zur Folge, daß an der

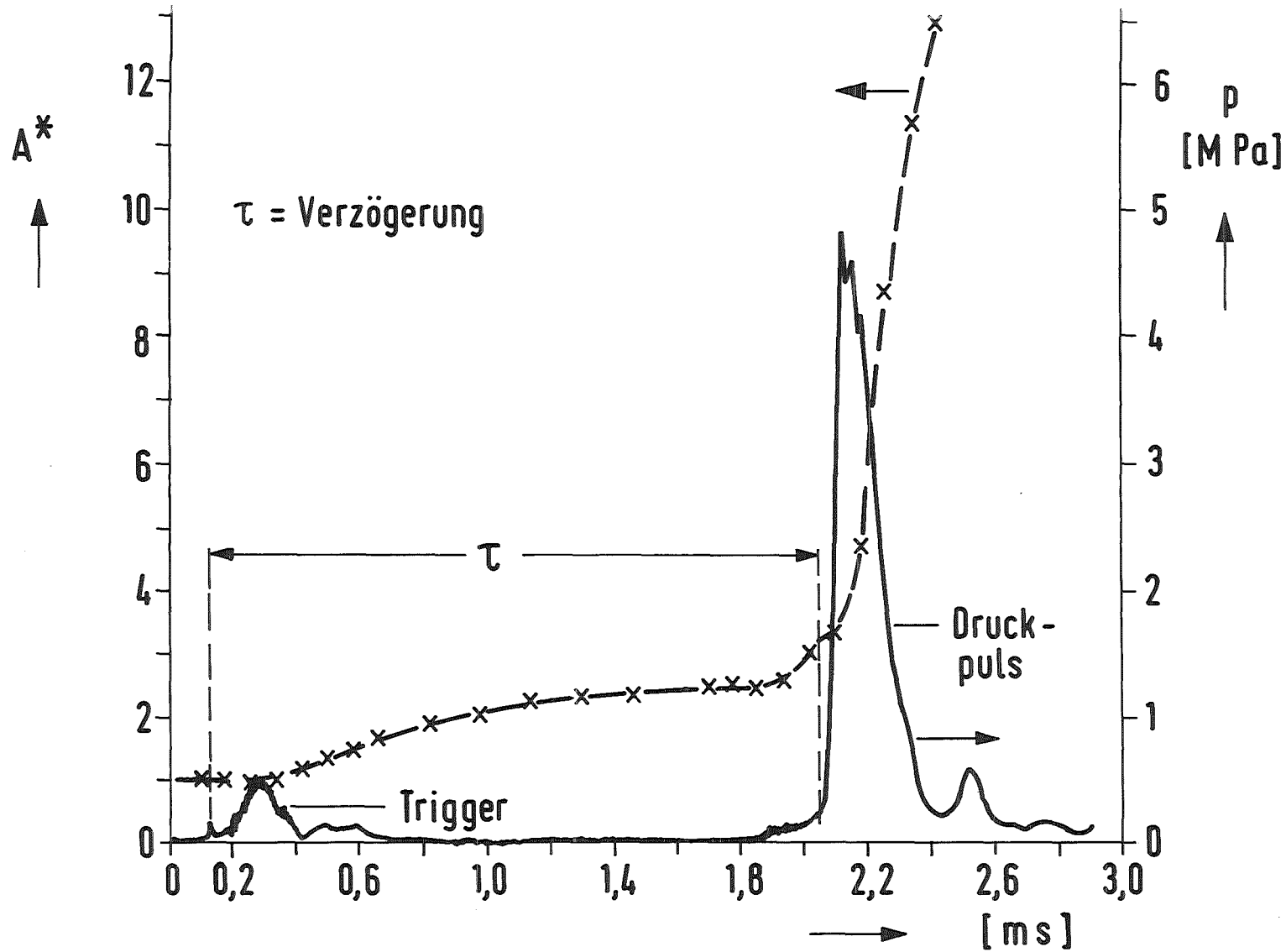


Abb.11 Druckaufzeichnung und Kinetik einer verzögerten Fragmentation

(Versuch H5 - Tropfentemperatur 1290°C)

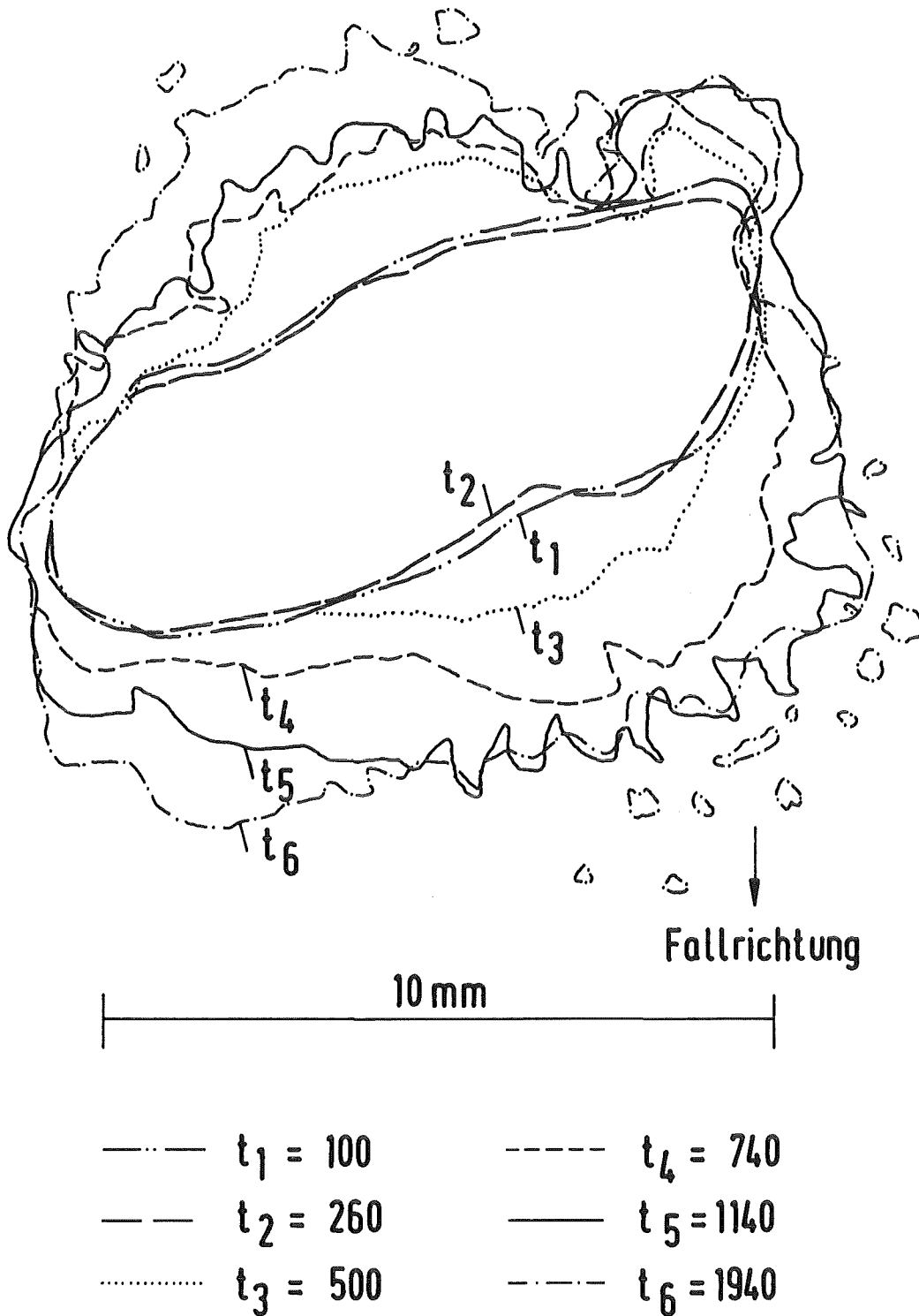


Abb.12 Tropfenumriß zu 6 verschiedenen Zeitpunkte
(Versuch N 3, verzögerte Fragmentation)

Phasengrenze beim Kontakt mit dem unterkühlten Wasser Verdampfung einsetzt. Die Tropfen erscheinen in der Filmaufnahme als leuchtende Punkte. Diese hellen Punkte haben eine Lebensdauer von etwa 0,4 ms und verschwinden wieder.

Phase F: $t > 1900 \mu\text{s}$ (Abb. A2.95 - A2.109)

Es tritt eine lokal beschränkte Expansion nach etwa 1900 μs ein (links unterhalb des Tropfens). Zuvor ist eine optische Veränderung der Oberfläche wahrnehmbar, die aber in $A^*(t)$ nicht zum Ausdruck kommt. In dieser Phase ist die äußere Kontur so unregelmäßig, daß eine eindeutige Bestimmung der Phasengrenze sehr schwierig ist. Der lokale Störung folgt mit einer Verzögerung die Fragmentation des Tropfens. Der genaue Verlauf sowie der Beginn der Fragmentation ist nicht zu ermitteln, da der Tropfen in diesem Zeitraum immer noch von einer Dampfschicht verhüllt ist. Eine vollständige Kondensation der Dampfmasse findet nicht statt. Die Fragmentation und die Vermischung finden unterhalb der Dampfschicht statt und bleiben dem Blick der Kamera verhüllt. Die Fragmentation wird erst durch den Farbumschlag von silbergrau auf rotbraun und gleichzeitige Expansion bemerkbar (2180 μs). Zu diesem Zeitpunkt hat die Fragmentation bereits stattgefunden und die fein fragmentierte Masse hat die Dampfschicht durchdrungen. Die expandierende Wolke hat eine rotbraune Farbe. Die Expansion ist mit einem Druckpuls verbunden, der ein Maximum von 4,8 Mpa und eine Dauer von 300 μs hat. Der Druckpuls der verzögerten Fragmentation ist deutlich größer als der der prompten Fragmentation.

Im fortgeschrittenen Stadium der Expansion beobachtet man das Entstehen der hell leuchtenden Punkte an der rotbraunen Wolke. Diese Punkte entstehen durch Verdampfung an den groben Fragmenten, die das rotbraune Dampf-Fragmente-Gemisch durchdrungen haben und mit dem Wasser in Berührung gekommen sind.

4.2.3 Auswertung von Ergebnissen mit prompter und verzögerter Fragmentation

In Abbildung 13 sind die Verzögerungszeiten der Fragmentation als Funktion des Triggerdrucks aufgetragen. Die Verzögerungszeit entspricht der Zeitdifferenz zwischen der Ankunft des Triggers und der Flankenbasis des Fragmentationsdruckpulses wie sie aus der Druckaufzeichnung ermittelt werden kann. Die Abbildung enthält die Ergebnisse der Versuche, die mit gleicher Probertemperatur (ca. 1400°C) gefahren wurden. In der Abbildung erkennt man eine deutliche Schwelle zwischen der prompten und der verzögerten Fragmentation. Im Bereich des kleineren Triggerdrucks findet man nur verzögerte

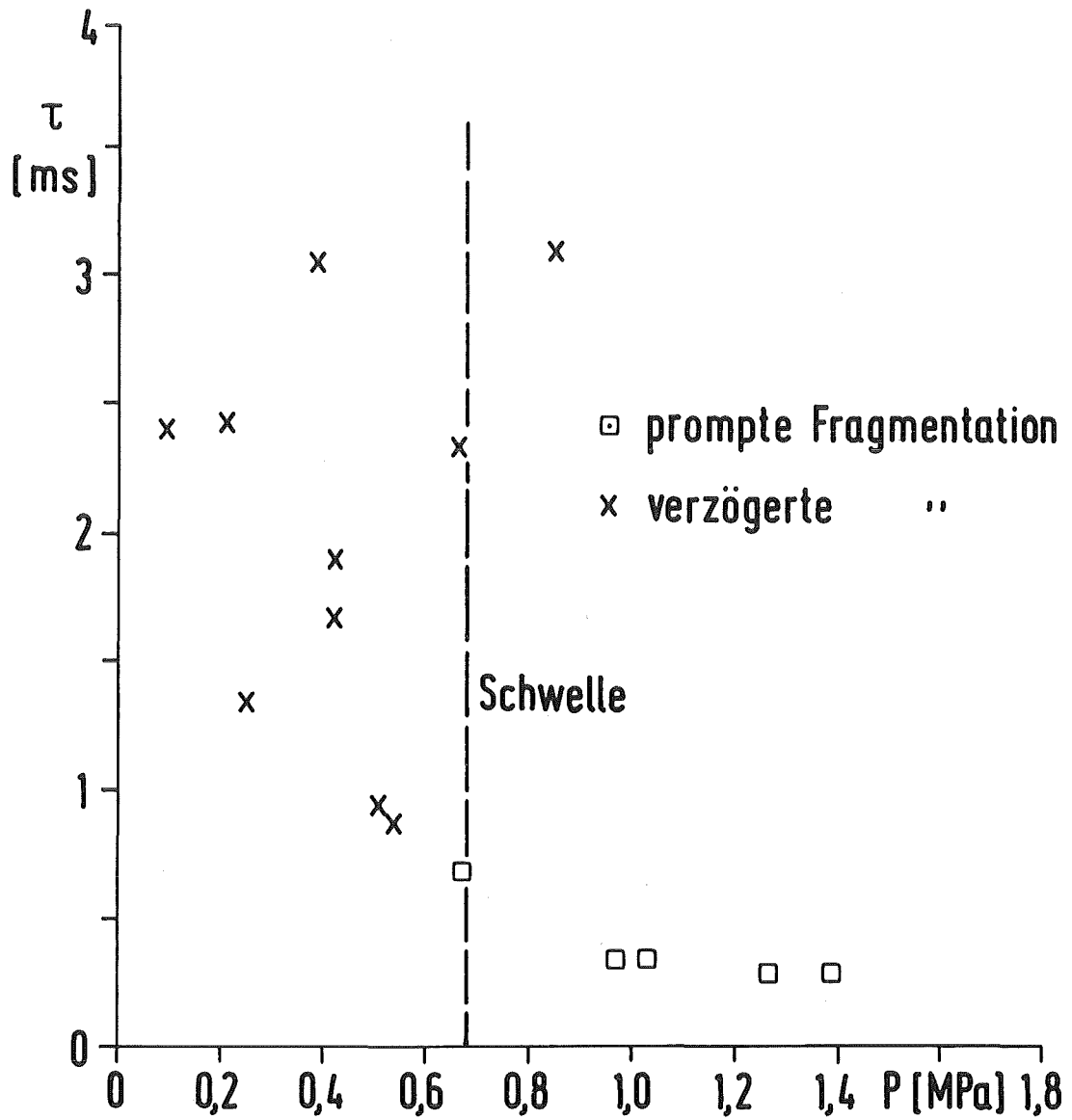


Abb.13 Verzögerungszeit „ τ “ als Funktion des Triggerdrucks
(Tropfentemperatur $\vartheta_{Cu} \approx 1420^\circ C$)

Fragmentationen. Oberhalb einer Triggerstärke von ca. 0,7 Mpa geht die verzögerte Fragmentation in die prompte Fragmentation über. Im oberen Bereich der Triggerstärke findet man nur noch die prompte Fragmentation. Für eine gegebene Tropfentemperatur ist das Auftreten einer prompten bzw. verzögerten Fragmentation von der Größe des Triggerdrucks abhängig. Es gibt einen Schwellenwert des Triggerdrucks. Oberhalb bzw. unterhalb dieses Schwellenwerts treten nur prompte bzw. verzögerte Fragmentationen auf.

Die prompte Fragmentation hat Verzögerungszeiten zwischen 0,1 und 0,5 ms. Die Verzögerungszeiten der verzögerten Fragmentation streuen dagegen sehr stark. Die Verzögerungszeiten reichen von 0,8 ms bis zu 2,9 ms. Die prompte Fragmentation ereignet sich unmittelbar nach der Filmdestabilisierung durch den Trigger. Die prompte Fragmentation ereignet sich bei relativ klar definierten Bedingungen. Die verzögerte Fragmentation wird nach einer langen Verzögerung eingeleitet, in der nach der Filmdestabilisierung die Bildung einer Dampfschicht folgt. Dieser Verdampfungsprozeß ist offensichtlich ein komplexer Vorgang statistischer Natur, bei dem verschiedene nicht genau bestimmbare physikalische Größen eingehen, die zu der starken Streuung der Verzögerungszeit führen. Dieser Verdampfungsprozeß ist nicht vergleichbar mit der Bildung einer kugelsymmetrischen Dampfblase und deren Kollaps.

In Abbildung 14 ist der Fragmentationsdruck als Funktion des Triggerdrucks dargestellt. In dieser Darstellung ist deutlich zu erkennen, daß die prompte Fragmentation eine kleinere Druckausbeute hat als die verzögerte Fragmentation. Dies ist bemerkenswert, da die prompte Fragmentation eines größeren Triggers bedarf. Eine deutliche Abhängigkeit des Druckpulses der prompten Fragmentation vom Triggerdruck ist nicht erkennbar. Zu bemerken ist, daß der Bereich, in dem der Triggerdruck für die prompte Fragmentation variiert werden konnte, auf Werte von 1,0 - 1,4 Mpa beschränkt war. Innerhalb dieser Variationsbreite war es nicht möglich, eine eindeutige Aussage über eine eventuell vorhandene geringe Abhängigkeit vom Triggerdruck abzuleiten. Die Druckausbeute der verzögerten Fragmentation zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Triggerdruck. Sie nimmt mit steigendem Triggerdruck zu.

In Abbildung 15 ist der Fragmentationsdruck als Funktion der Verzögerungszeit aufgetragen. Die prompten Fragmentationen unterscheiden sich in der Druckausbeute und der Verzögerungszeit nur geringfügig voneinander. Die Druckausbeute der verzögerten Fragmentation zeigt eine Abhängigkeit von der Verzögerungszeit. Sie nimmt mit zunehmender Verzögerungszeit zu.

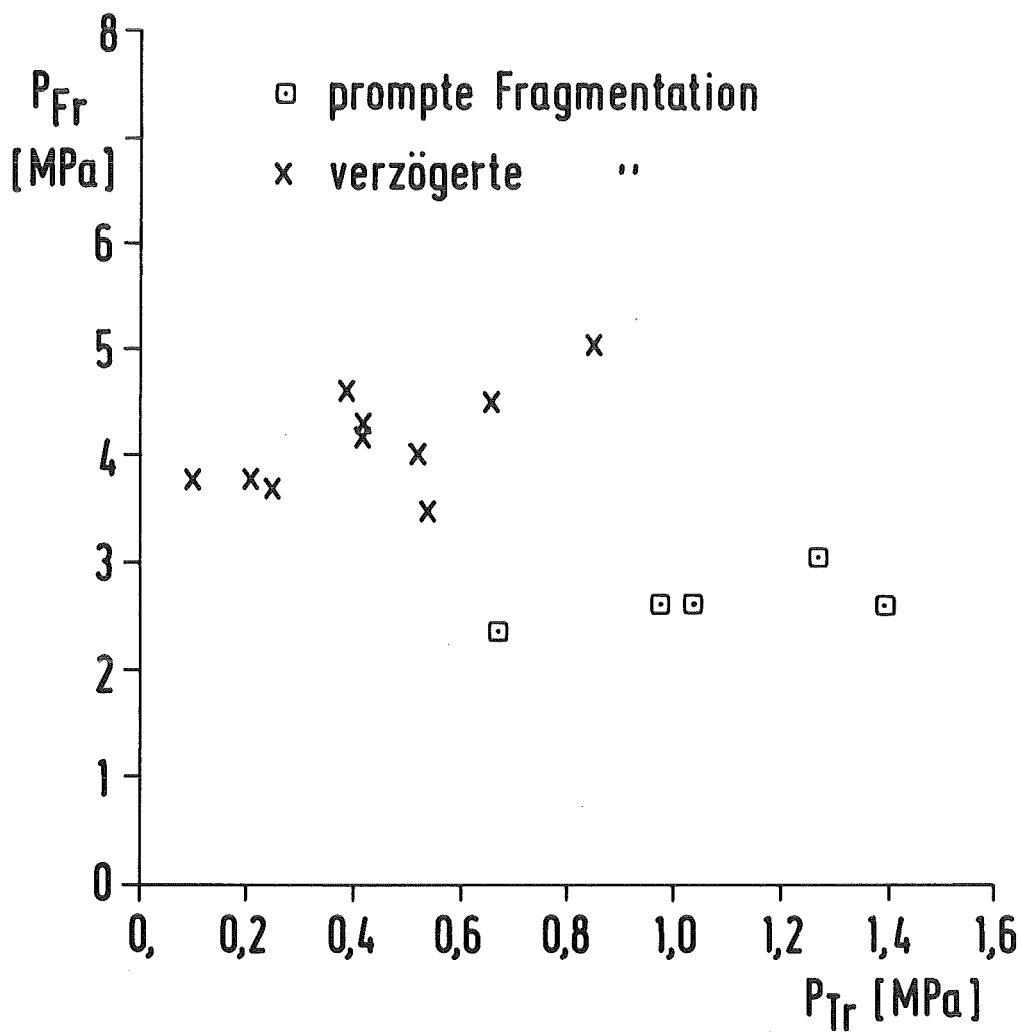


Abb.14 Fragmentationsdruck als Funktion des Triggerdruckes
(Tropfentemperatur $\vartheta_{Cu} \approx 1420^\circ C$)

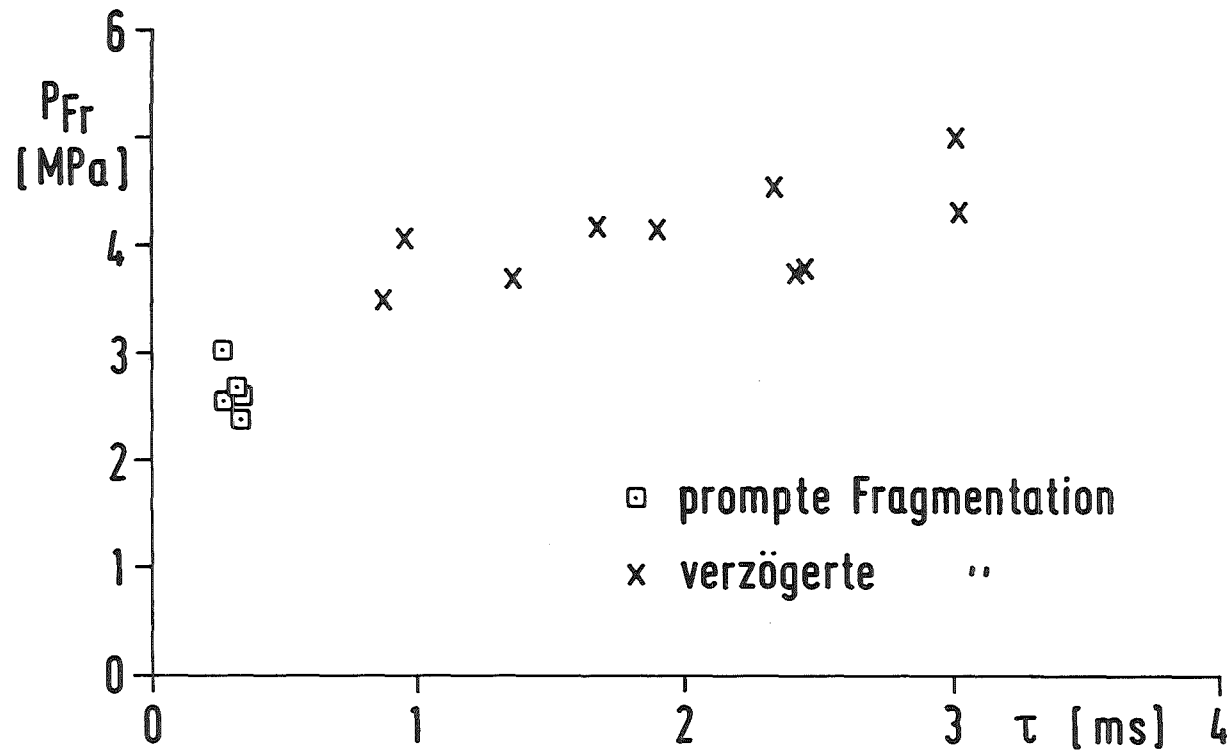


Abb.15 Fragmentationsdruck über der Verzögerungszeit „ τ “
 (Tropfentemperatur $\vartheta_{Cu} \approx 1420 \text{ }^\circ\text{C}$)

Die wesentlichen Erkenntnisse, die aus den Experimenten gewonnen wurden, werden noch einmal zusammengefaßt.

- Die Druckausbeute der verzögerten Fragmentation ist größer als die der prompten.
- Es gibt einen Schwellenwert des Triggerdrucks für die prompte und verzögerte Fragmentation.
- Die prompte Fragmentation zeigt keine wesentliche Abhängigkeit der Druckausbeute bzw. der Verzögerungszeit vom Triggerdruck.
- Sowohl die Druckausbeute als auch die Verzögerungszeit der verzögerten Fragmentation nimmt mit zunehmendem Triggerdruck zu.

In Tabelle 4 sind Ergebnisse für andere Tropfentemperaturen zusammengestellt. Sie bestätigen die oben gemachten Aussagen.

Abbildung 16 zeigt Ergebnisse von Versuchen, bei denen verzögerte oder prompte Fragmentation aufgetreten ist. Es ist der Triggerdruck über der Tropfentemperatur aufgetragen. Die Abbildung ist in zwei Bereiche aufgeteilt: Im oberen Bereich findet man Experimente, die zur prompten Fragmentation geführt haben, in unteren die, die zur verzögerten Fragmentation geführt haben. Ein triggerabhängiger Schwellenwert trennt die beiden Bereiche. Er ist in der Abbildung durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet. Dieser triggerabhängige Schwellenwert ist eine Funktion der Tropfentemperatur der Kupferprobe. Sie nimmt mit zunehmender Tropfentemperatur ab. Mit zunehmender Tropfentemperatur wird mit einem kleineren Trigger die prompte Fragmentation eingeleitet.

Tabelle 4: Ergebnisse der Experimente für unterschiedliche Versuchsbedingungen

Vers.-Nr.	Datum	m_{Cu} /g/	\dot{v}_{Cu} /°C/	$P_{Tr\ max}$ /MPa/	$fP_{Tr\ dt}$ /Pas/	τ / μ s/	$P_{Fr\ max}$ /MPa/	$fP_{Fr\ dt}$ /Pas/		Vers.-Nr.	Datum	m_{Cu} /g/	\dot{v}_{Cu} /°C/	$P_{Tr\ max}$ /MPa/	$fP_{Tr\ dt}$ /Pas/	τ / μ s/	$P_{Fr\ max}$ /MPa/	$fP_{Fr\ dt}$ /Pas/	
TR1	28.12.81	2.1	1470	0.67	68.0	364	2.38	670.6	*	D1	09.02.82	2.0	1300	1.20	126.6	256	2.23	544.4	*
TR2	29.12.81	2.0	1450	0.85	89.9	3096	5.06	769.1		E1	19.02.82	2.0	1260	1.35	159.5	374	3.32	517.5	*
TR3	29.12.81	2.0	1420	0.66	66.0	2336	4.54	680.9		F4	26.02.82	1.9	1300	1.28	143.3	336	2.50	346.3	*
TR4	29.12.81	2.1	1410	0.54	60.9	872	3.49	433.1		G1	01.03.82	2.0	1310	1.36	191.7	Verzögerungszeit größer als der Meßbereich			
TR5	30.12.81	2.1	1400	0.52	50.6	948	4.04	726.4		G3	01.03.82	1.9	1320	1.13	141.1	342	3.56	547.8	*
TR6	30.12.81	2.0	1420	0.42	43.6	1670	4.11	927.2		G4	01.03.82	2.1	1300	1.09	119.9	4616	5.10	836.5	
TR7	30.12.81	1.9	1420	0.39	38.4	3046	4.37	699.0		G5	02.03.82	2.0	1250	1.19	120.0	484	2.80	303.7	*
TR8	30.12.81	2.0	1410	0.25	24.2	1348	3.72	523.5		H1	03.03.82	2.0	1320	0.79	89.8	404	3.25	409.7	*
TR9	30.12.81	2.0	1410	0.42	41.0	1884	4.20	544.5		H2	04.03.82	2.0	1310	0.87	92.0	3832	8.11	1055.0	
TR10	30.12.81	2.0	1420	0.21	11.6	2438	3.83	684.3		H4	05.03.82	2.0	1240	0.73	79.6	3402	4.59	648.9	
TR11	30.12.81	2.1	1450	0.01	8.4	2412	3.80	422.9		H5	05.03.82	1.9	1290	0.49	56.9	1890	4.50	717.6	
TR26	15.01.82	1.9	1430	0.97	97.7	332	2.63	460.8	*	I1	05.03.82	2.0	1300	0.39	44.9	4058	2.58	862.7	
FA1	18.01.82	2.0	1440	1.03	104.8	334	2.66	307.6	*	I2	05.03.82	2.1	1280	0.15	15.5	2810	0.86	245.5	
FA3	19.01.82	1.9	1460	1.39	154.0	270	2.55	379.6	*	I3	08.03.82	2.1	1270	0.18	17.1	Verzögerungszeit größer als der Meßbereich			
FA5	20-01.82	2.0	1410	1.27	148.1	278	3.04	430.1	*	I4	08.03.82	2.0	1300	0.19	18.9	2128	1.38	296.6	
Versuche mit $\theta_{Cu} \approx 1300$ °C										Versuche mit $\theta_{Cu} \approx 1500$ °C									
B1	02.02.82	2.0	1260	1.12	126.4	474	3.50	550.9	*	FA6	20.01.82	1.9	1570	1.45	151.3	308	4.4	552.8	*
B4	02.02.82	2.0	1380	1.29	152.8	262	2.34	437.7	*	FA8	20.01.82	2.0	1580	0.49	51.1	2122	5.0	7120.8	
B5	05.02.82	2.1	1280	1.03	116.4	354	2.55	551.0	*										

* kennzeichnet prompte Fragmentation

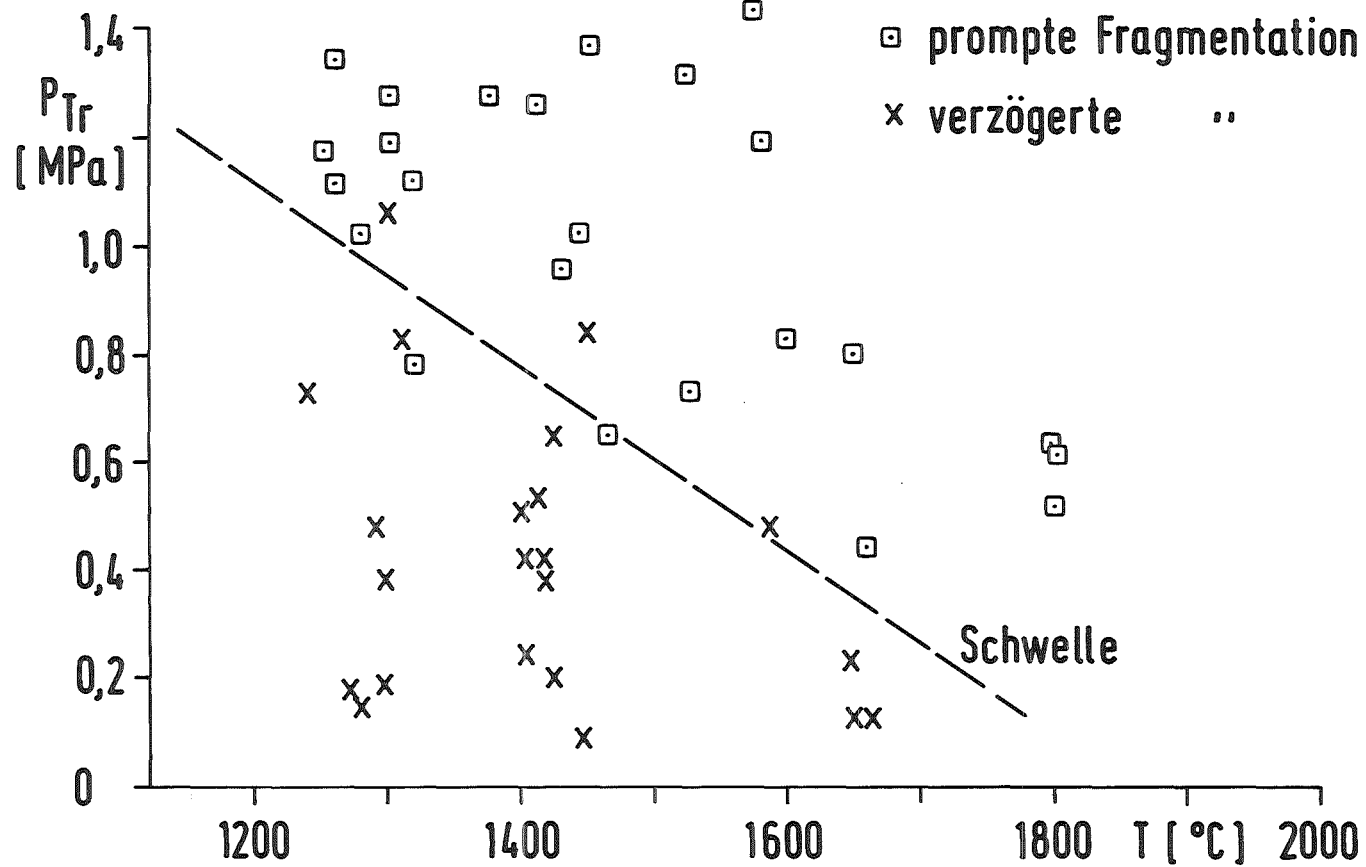


Abb.16 Auftreten verzögerter und prompter Fragmentation als Funktion von Triggerdruck und Tropfentemperatur

4.2.4 Nachuntersuchung der Fragmente

Die Kupferfragmente, die nach dem Experiment zurückgewonnen wurden, wurden auf die folgenden Gesichtspunkte hin analysiert:

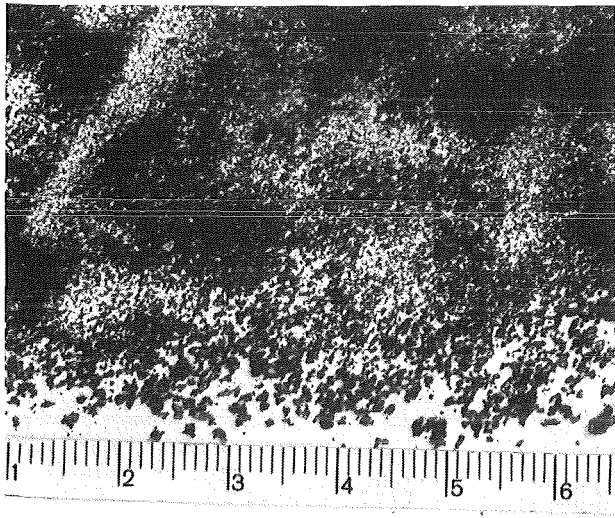
- Korngrößenverteilung
- Größe der Oberfläche
- Chemische Analyse des Sauerstoffgehalts
- Aufnahmen mit dem Elektronenmikroskop.

Die Abbildungen 17 und 18 zeigen die Makroaufnahmen von Fragmenten unterschiedlicher Experimente. Die Fragmente liegen in Form eines feinen Pulvers vor. Nur ein geringer Anteil der Fragmente ist kugel- bzw. tropfenförmig. Die Fragmente haben ein zerklüftetes Aussehen und weisen scharfkantige Ecken auf. Die Aufnahmen mit dem Elektronenmikroskop (siehe Abb. 19 und 20) zeigen die Struktur der Fragmente im Detail. Die Struktur der Fragmente deutet daraufhin, daß die Erstarrung unter starker Einwirkung dynamischer Effekte stattgefunden hat. Die Fragmente, die ausgehend von höheren Tropfentemperaturen produziert wurden, haben eine deutlich feinere Struktur (Abb. 19 C2, F4, F5). Mit abnehmender Temperatur werden die Fragmente gröber und bei einigen Proben, die auf 1300°C aufgeheizt wurden, findet man Teile der erstarrten Kruste vor (Abb. 17 I2, H3, L4). Die getriggerte Fragmentation ist auch dann möglich, wenn eine dünne erstarrte Kruste um einen Tropfen gebildet ist. Dies ist in der entsprechenden Filmaufnahmen deutlich zu erkennen. Der Appendix A enthält eine Photoserie des Experiments H3, in dem ein Tropfen mit einer erstarrten Kruste durch den Triggerdruck zur Fragmentation gebracht wurde.

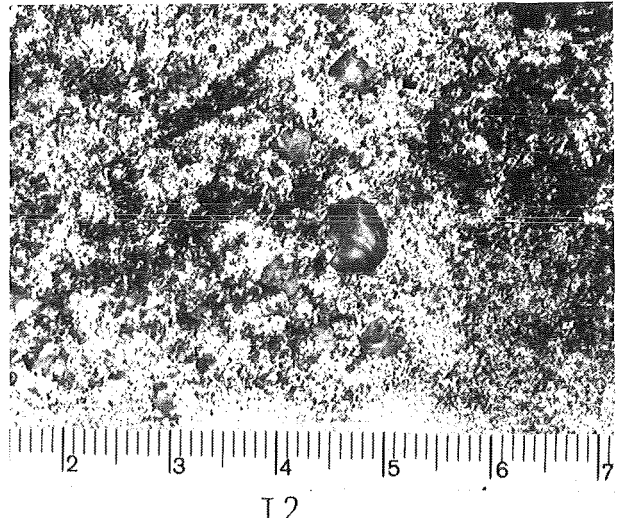
4.2.4.1 Korngrößenverteilung und spezifische Oberfläche

An einer begrenzten Anzahl von Proben wurde mittels Naßsiebverfahren die Korngrößenverteilung untersucht. Insgesamt wurden 6 Proben untersucht. Eine Probe bestand aus Fragmenten von 30 verschiedenen Versuchen. (Diese Menge war notwendig um eine zuverlässige Oberflächenmessung durchzuführen.) In der Abbildung 21 und der Tabelle 5 sind die Ergebnisse dargestellt.

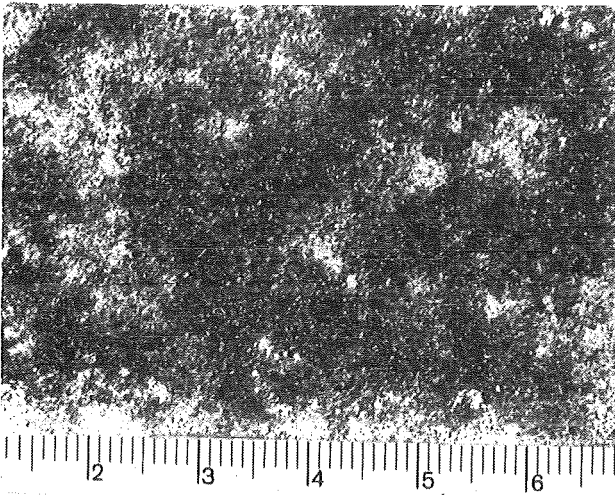
Die Proben, die ausgehend von höheren Tropfentemperaturen (1500°C) produziert wurden (S1, A5) haben feinere Fragmente. Die Proben (G4, G3), die ausgehend von niedrigeren Tropfentemperaturen fragmentiert wurden, zeigen eine Abhängigkeit zwischen der mittleren Korngröße und dem Fragmentationsdruck. Mit zunehmendem Fragmentationsdruck nimmt die mittlere Korngröße ab.



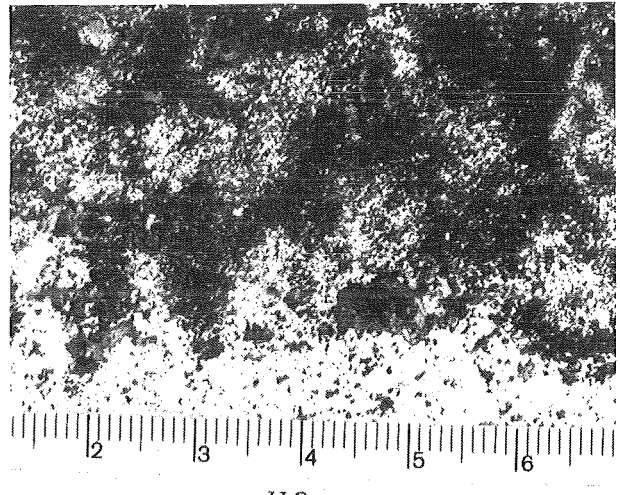
F5



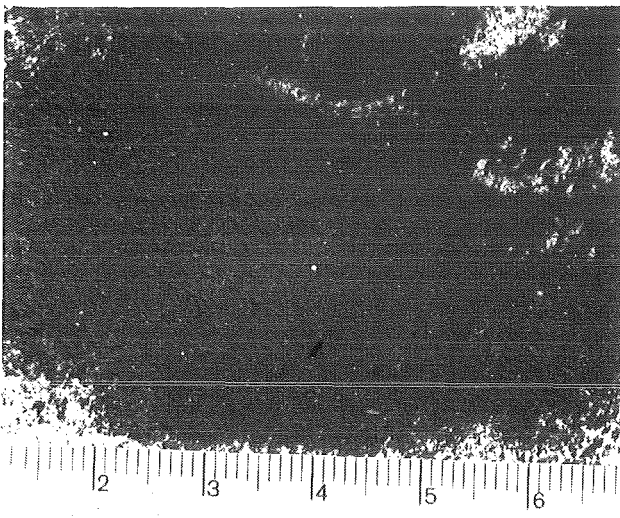
I2



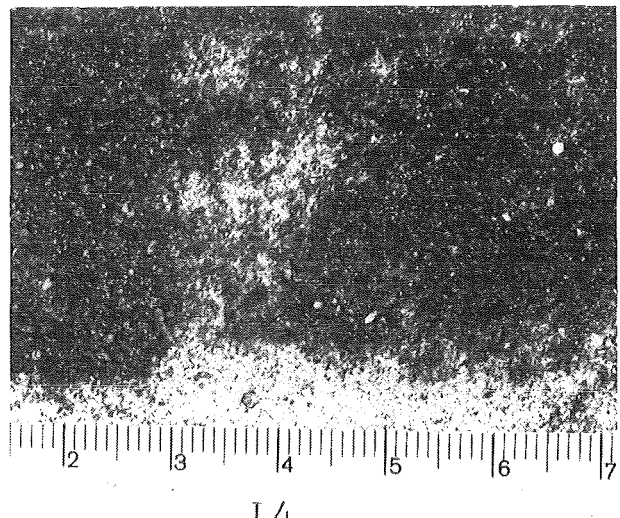
F4



H3

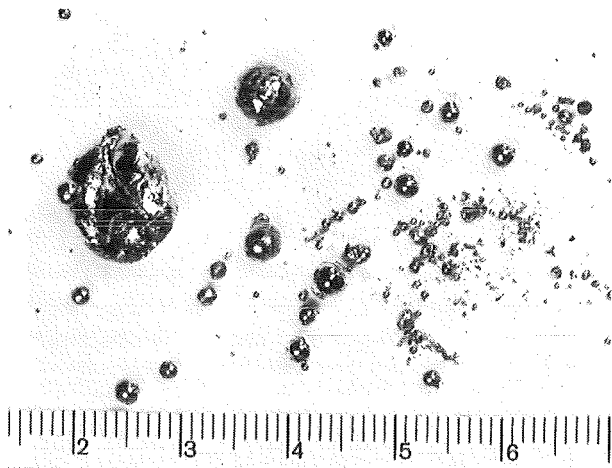


C2

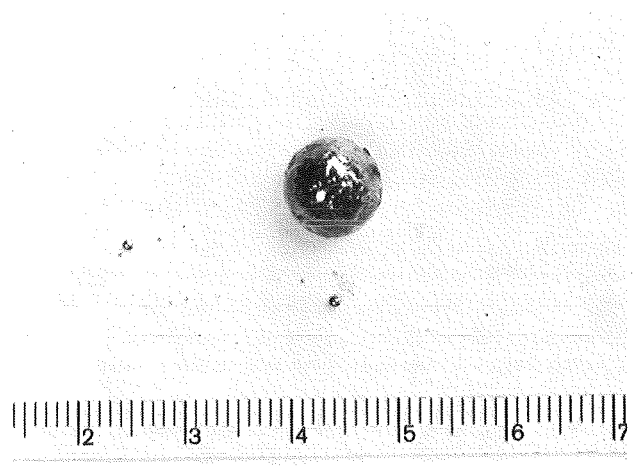


L4

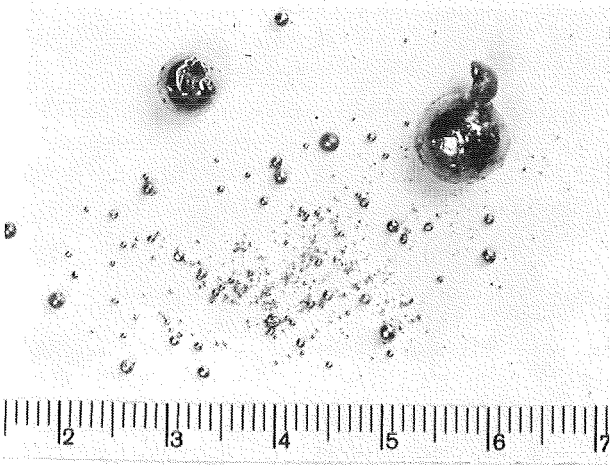
Abb. 17: Makroaufnahmen der Fragmente bei Versuchen in Normalatmosphäre



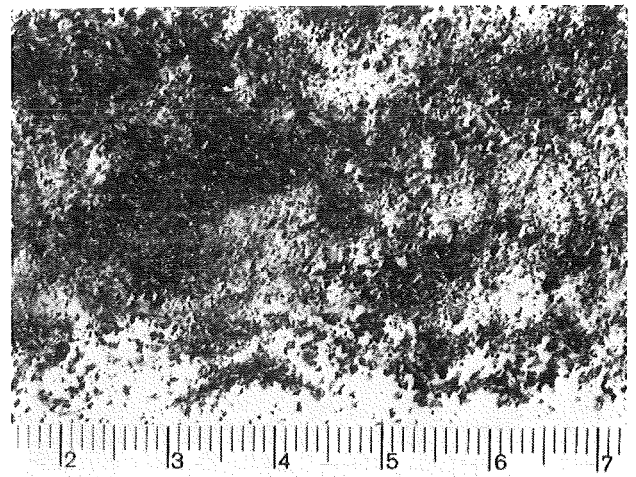
I5



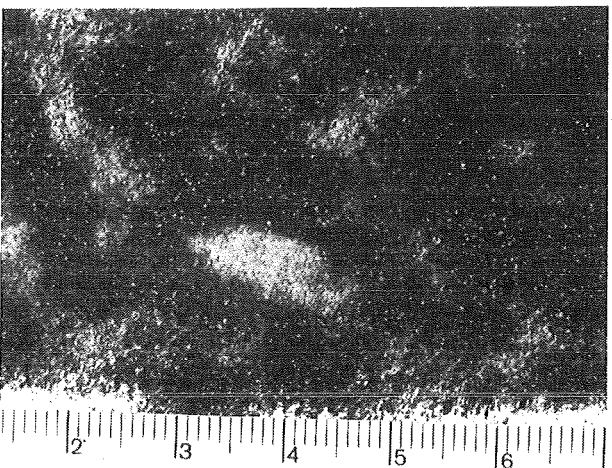
N3



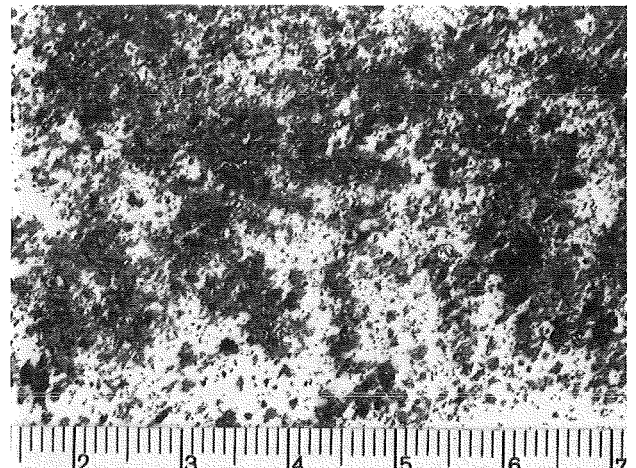
J2



N5



G5



N1

Abb. 18: Makroaufnahmen der Fragmente bei Versuchen in Inertgasatmosphäre

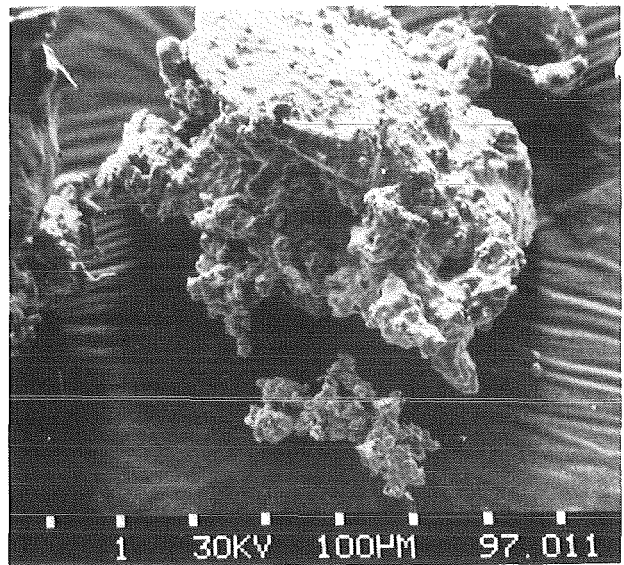
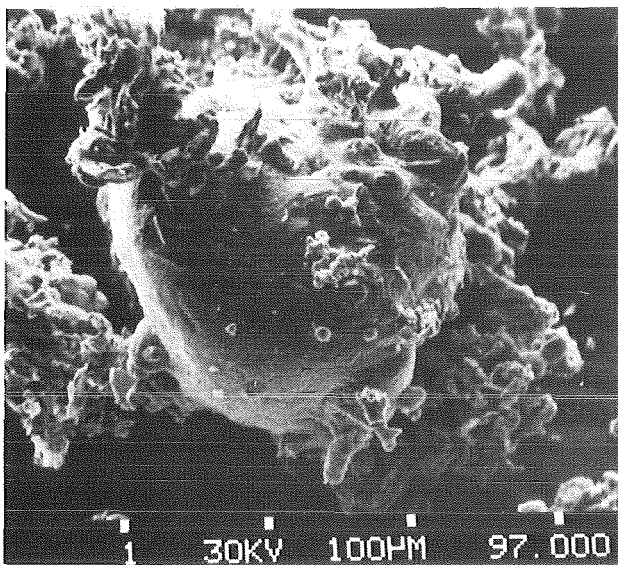
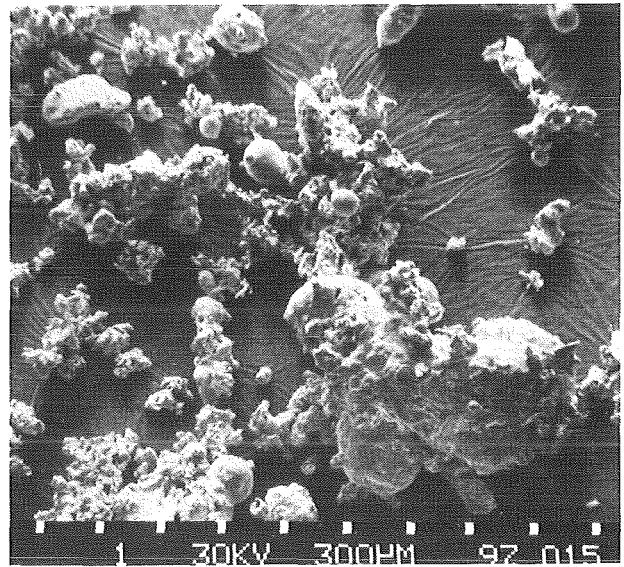
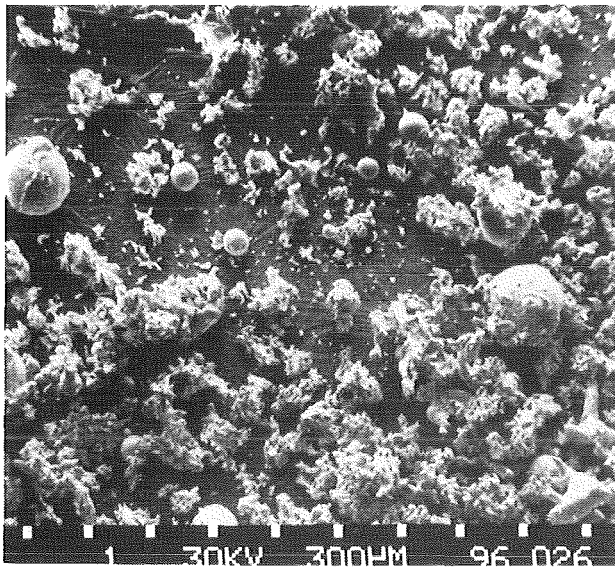
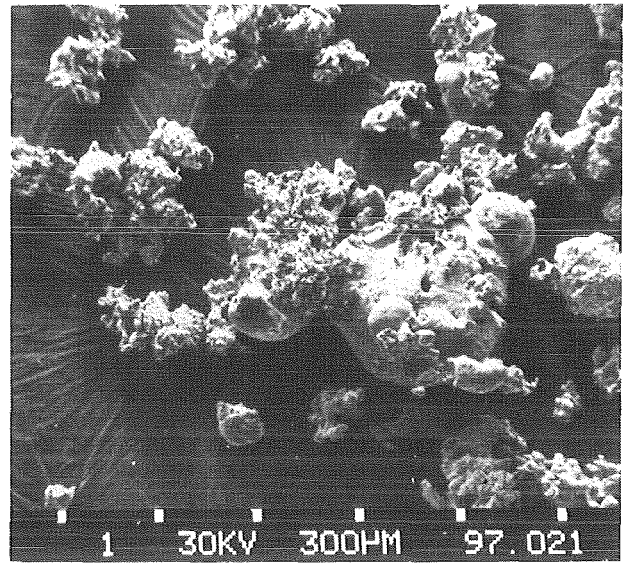
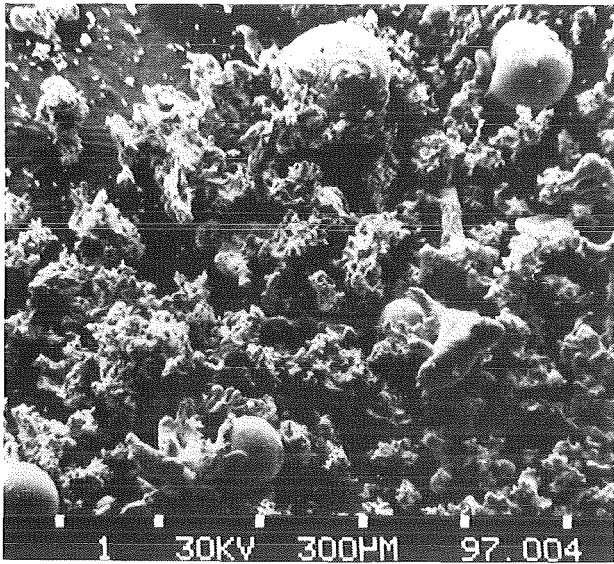


Abb. 19: Elektronenmikroskopische Aufnahmen der Fragmente bei Versuchen in Normalatmosphäre

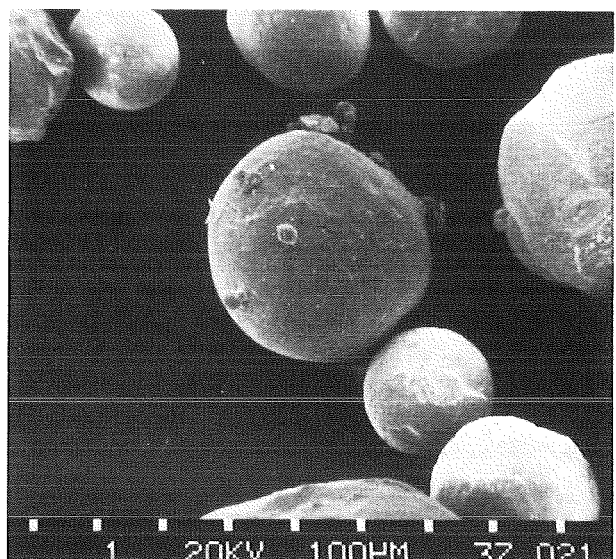
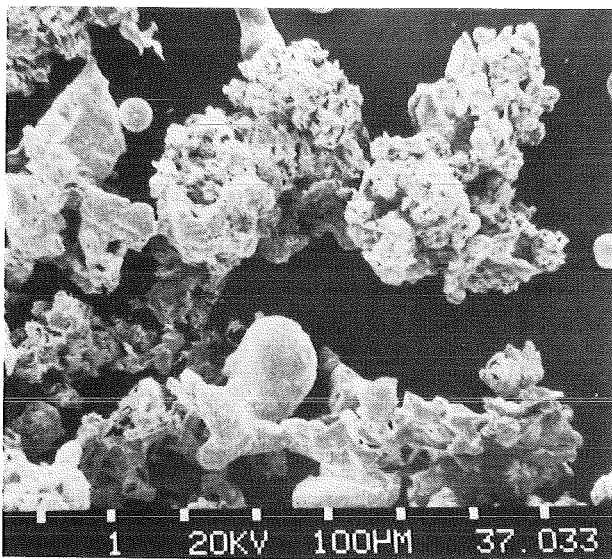
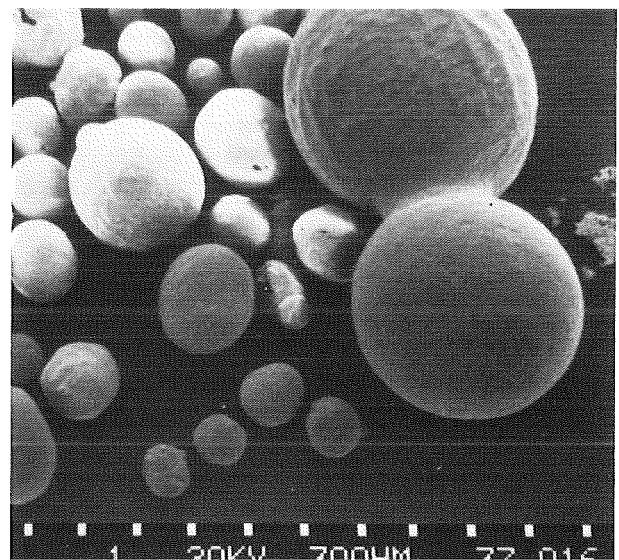
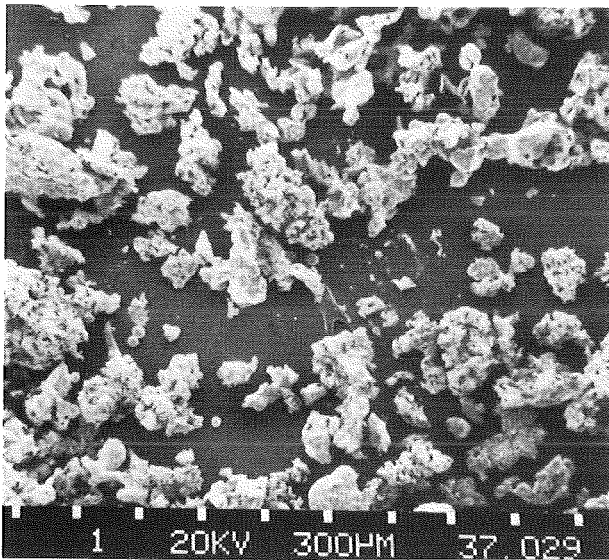
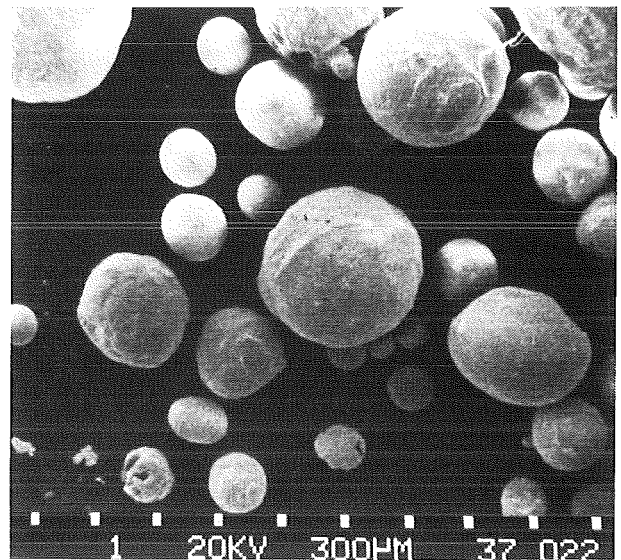
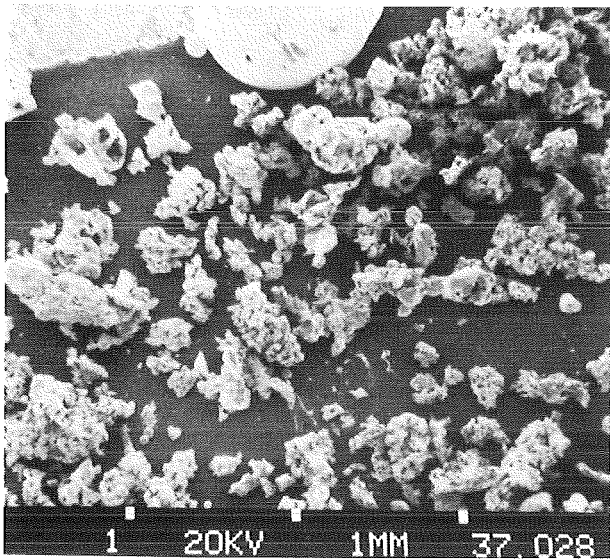


Abb. 20: Elektronenmikroskopische Aufnahmen der Fragmente bei Versuchen in Inertgasatmosphäre

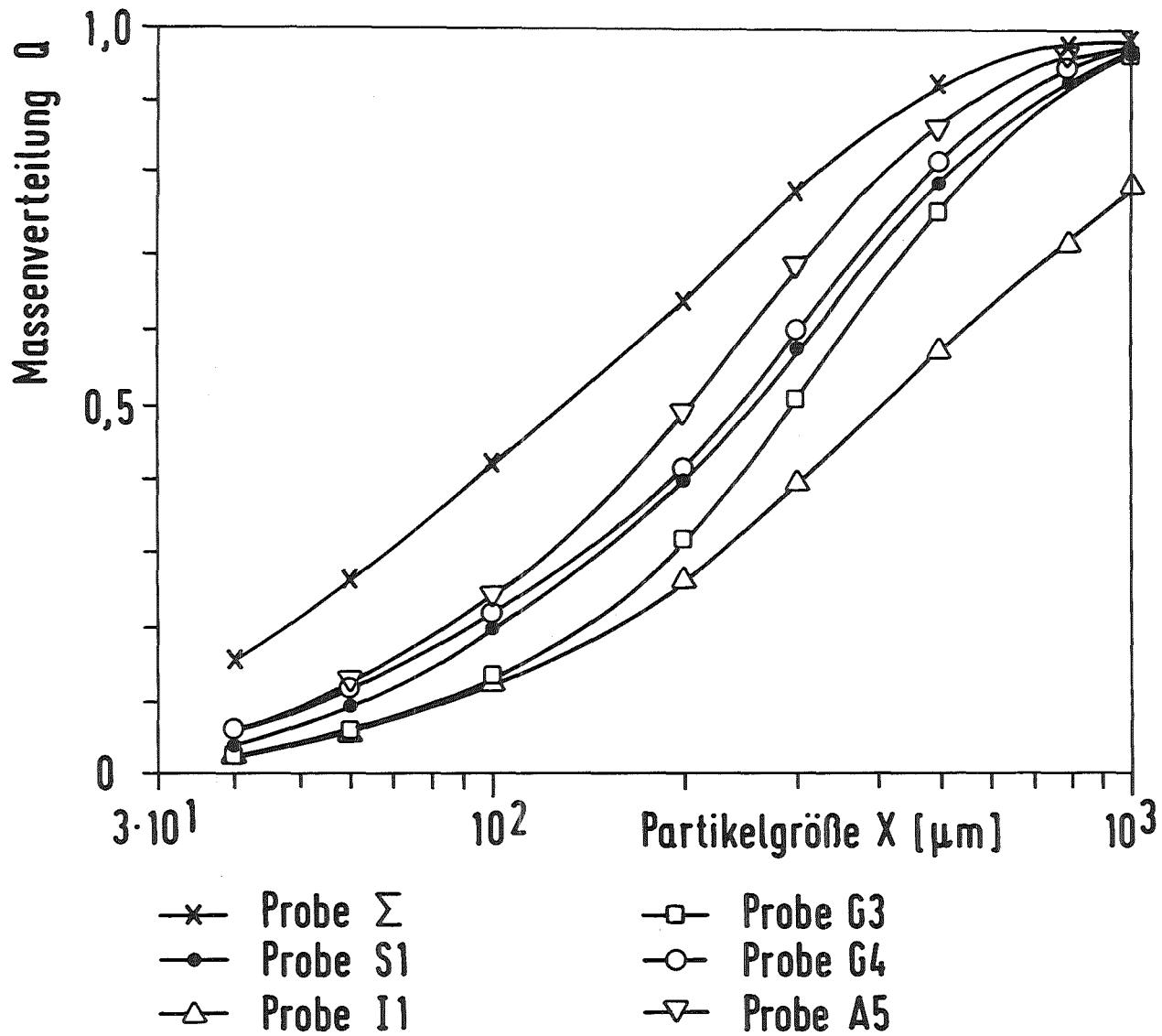


Abb. 21 Korngrößenverteilung der Kupferfragmente
(Messverfahren Naßsiebung)

Tab. 5: Mittlere Korngröße und spezifische Oberfläche der Kupferfragmente.

Probe	mittlere Korngröße [μm]	Tropfentemperatur θ_{cu} [$^{\circ}\text{C}$]	Fragmentationsdruck P_{Fr} [bar]	Triggerdruck P_{Fr} [MPa]	Verzögerungszeit τ [μs]	Spezifische Oberfläche A m^2/g
1	260					0.18
2 S1	125	1527	2,4	1,33	240	0.37 ⁺
3 A5	200	1520	1,6 2,5 ⁺⁺	0,74	322 986	0.234 ⁺
4 G4	250	1200	5,1	1.09	4616	0.287 ⁺
5 G3	300	1320	3,56	1.13	342	0.156 ⁺
6 I1	415	1300	2,58	0.39	4058	0.113 ⁺

⁺ abgeschätzter Wert

⁺⁺ zweite Druckspitze

Es fällt auf, daß die Versuche mit höherem Fragmentationsdruck feinere Fragmente produzieren, aber kleinere Druckausbeute haben. Die Probe mit Fragmenten aus 30 verschiedenen Experimenten hat eine mittlere Korngröße von 260 μm . Dieser Wert entspricht etwa dem Mittelwert der ermittelten mittleren Korngrößen der anderen Proben. Die kleinste mittlere Korngröße ist 125 μm , die größte 415 μm .

Die Oberflächenmessung wurde mittels eines Gasabsorptionsareometer durchgeführt. Hierbei stellte sich heraus, daß die absolute Oberfläche einer einzigen Probe (Masse der Probe ca. 2 g) im Bereich der Meßgenauigkeit liegt. Eine zuverlässige Oberflächenmessung einzelner Proben war somit nicht möglich. Eine Sammelprobe aus 30 Experimenten wurde hergestellt und an ihr wurden die Korngrößenverteilung und die Oberfläche bestimmt. Die spezifische Oberfläche betrug 0,18 m^2/g und die mittlere Korngröße 260 μm . Zwischen diesen beiden Größen besteht für kugelförmige Partikel mit einem Durchmesser entsprechend mittleren Korngröße ($d_m = 2 r_o$) ein eindeutiger Zusammenhang:

$$A_o = 4 \pi r_o^2 N$$

mit N als Anzahl von Fragmenten einer mittleren Korngröße pro g Kupfer

$$N = \frac{3}{4 \pi r_o^3 \rho_{\text{Cu}}} \quad \text{mit } \rho_{\text{Cu}} = 8000 \text{ kg/m}^3$$

Unter diesen Voraussetzung errechnet sich eine spezifische Oberfläche von $2.88 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{g}$. Dieser Wert liegt etwa um den Faktor 60 unterhalb des gemessenen Wertes. Dies dokumentiert eindrucksvoll die schon aus den Abbildungen ableitbare Tatsache, daß die Fragmente nur in den wenigsten Fällen kugelförmig sind, sondern eine stark zerklüftete Oberflächenstruktur aufweisen. Daraus kann geschlossen werden, daß beim Erstarrungsprozeß des ursprünglich schmelzflüssigen Tropfens eine intensive dynamische Wechselwirkung mit der umgebenden kalten Flüssigkeit stattgefunden hat. Die hier ermittelten Werte für die Fragmente entsprechen Ergebnissen, die in [10,11] dokumentiert sind.

4.2.4.2 Bestimmung des Sauerstoffgehalts

Die Bestimmung des Sauerstoffgehalts der Fragmente des Kupfertropfens wurde mit der Heißgasextraktion durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden speziell Proben hergestellt. Die Fragmente, die den normalen Versuchsablauf durchlaufen haben, wurden in einem Behälter gesammelt und im Vakuum getrocknet. Die Probe wurde dann bis zur Analyse im Vakuum aufbewahrt. Für die Probe, die auf 1200°C aufgeheizt wurde, wurde 0,87 Gewicht-% Sauerstoff ermittelt. Dies entspricht etwa $5 \cdot 10^{-5}$ atm Partialdruck des Sauerstoffs bei 1300°C im Zustandsdiagramm (siehe Abb. 22). Das entspricht einer Oberflächenspannung von 0.80 N/m $\sqrt[3]{33}$. Die Probe, die auf 1600°C aufgeheizt wurde, hat 1.72 Gewicht-% Sauerstoff, einen Sauerstoffpartialdruck von 10^{-4} atm und eine Oberflächenspannung von 0.75 N/m.

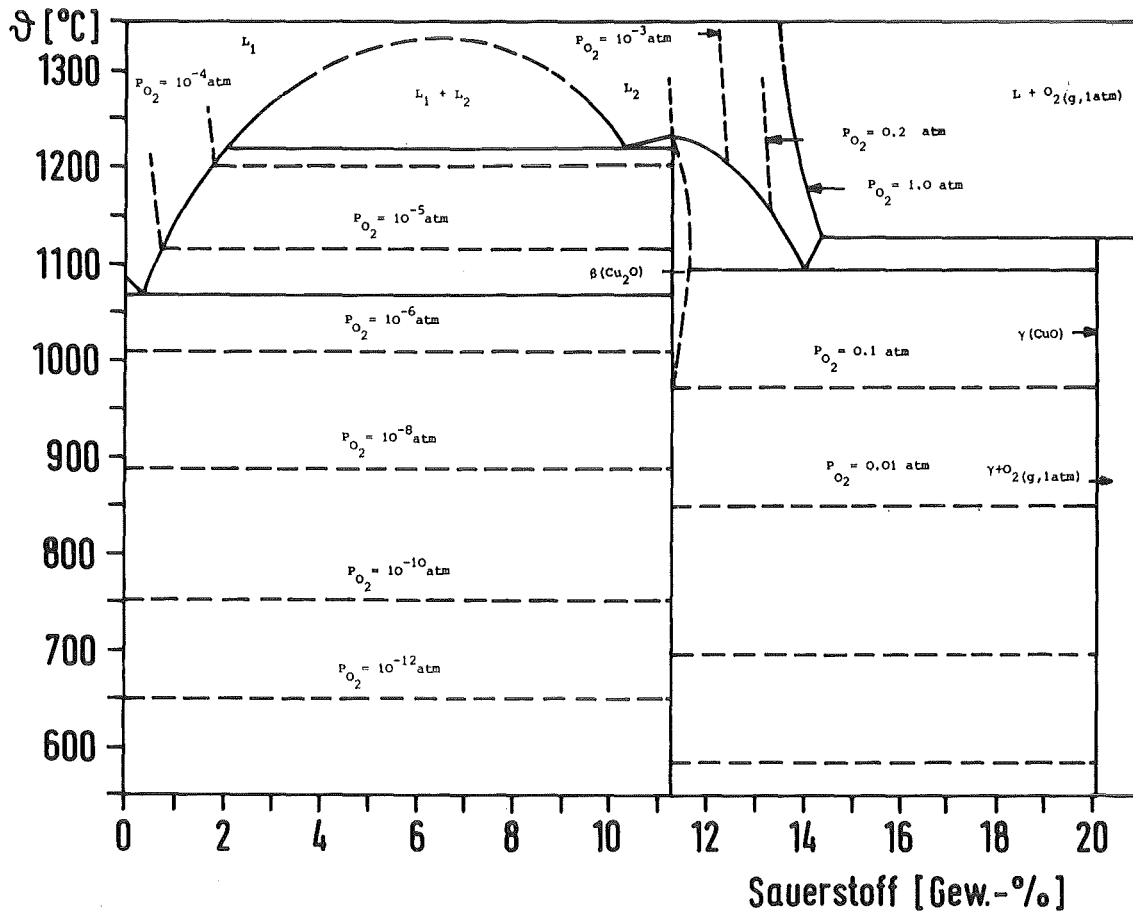


Abb.22 Zustandsdiagramm der Cu-O Legierung nach [32]

4.3 Experimente in reduzierender Atmosphäre

Um den Einfluß des Sauerstoffgehalts des Kupfers zu eliminieren, wurden Experimente in einer reduzierenden Atmosphäre durchgeführt. Als reduzierende Atmosphäre wurde Formiergas (8 % H₂, 92 % N₂) oder Kohlenstoffmonoxyd CO verwendet. Sowohl im Formiergas als auch in dem Kohlenstoffmonoxyd konnte nur eine begrenzte Anzahl von Experimenten durchgeführt werden. In Tabelle 6 sind die Daten der durchgeführten Versuche aufgeführt.

4.3.1 Versuche in Formiergasatmosphäre

In Versuchen, bei denen unter Normalatmosphäre eine prompte Fragmentation beobachtet wurde, wurde bei Verwendung von Formiergas und vergleichbaren Versuchsbedingungen ein Fragmentationsdruck beobachtet, der so klein war, daß eine eindeutige Identifikation des Fragmentationstyps wie unter Normalatmosphäre nicht möglich war. Abb. 23 zeigt die Druckaufzeichnung eines solchen Experiments (Versuch J5). Die Dokumentation des Versuchsablaufs befindet sich im Anhang A (Abb. A4.1 - A4.44).

Die erstarrte Kupfermasse (siehe Abb. 18) zeigt, daß eine Fragmentation stattgefunden hat. Die Fragmentation unterscheidet sich aber deutlich von den beiden Fragmentationstypen in Normalatmosphäre. Abb. 18 und 20 zeigen die Fragmente dieses Experiments. Der größte Teil der ursprünglichen Kupfermasse ist intakt geblieben und ist als Tropfen erstarrt. Daneben findet man mehrere Fragmente, die sich von der Hauptmasse gelöst haben. Sie sind ausnahmslos kugelförmig. Ihre Größe variiert von einigen zehntel Millimetern bis zu einigen Mikrometern. Die zerklüfteten Fragmente, die typisch für die Fragmente der prompten bzw. verzögerten Fragmentation waren, sind nicht vorhanden. Abb. 19 zeigt Aufnahmen mit dem Elektronenmikroskop. Die glatte Oberfläche der Kupferfragmente ist deutlich zu erkennen.

Erst durch die Anwendung eines wesentlich größeren Triggerdrucks konnte die verzögerte Fragmentation ausgelöst werden. Der Triggerdruck, der die verzögerte Fragmentation auslöste, betrug 2,6 Mpa. Der resultierende Fragmentationsdruck betrug 7,0 Mpa. Das verwendete Plexiglasgefäß war nicht mehr in der Lage, der im Experiment auftretenden hohen Belastung standzuhalten. Nur eine beschränkte Anzahl von Experimenten konnte daher durchgeführt werden. Deshalb konnte im Rahmen dieser Arbeit die untere Grenze der verzögerten Fragmentation sowie der Schwellenwert zwischen der verzögerten und prompten Fragmentation für diese Versuchsbedingungen nicht ermittelt werden.

Tabelle 6: Parameter und Ergebnisse der Versuche in reduzierter Atmosphäre

Vers.-Nr.	Datum	m_{Cu} /g/	Atmosph.	ϑ_{Cu} /°C/	ϑ_{H_2O} /°C/	t_1 /µs/	P_{1max} /MPa/	$\int P_1 dt$ /Pas/	Δt_1 /µs/	t_2 /µs/	P_{2max} /MPa/	$\int P_2 dt$ /Pas/	Δt_2 /µs/	t_{Fr} /µs/	P_{Frmax} /Mpa/	$\int P_{Fr} dt$ /Pas/	Δt_{Fr} /µs/	Anmerkungen	
I5	08.03.82	2.1	Form	1550	20	66	1.28	137.2	190	124	1.56	160.7	278	----	----	----	----		
J1	08.03.82	2.0	Form	1680	20	72	1.16	137.1	184	124	1.77	222.1	402	----	----	----	----		
J2	08.03.82	2.0	Form	1620	20	85	1.1	136.2	220	150	2.16	183.5	304	----	----	----	----		
J4	09.03.82	2.0	Form	1740	20	74	1.22	147.9	176	140	2.07	235.7	392	----	----	----	----		
J5	09.03.82	1.8	Form	1790	20	70	1.05	126.5	184	138	1.66	137.5	262	----	----	----	----		
K1	10.03.82	2.0	Form	1700	20	68	1.1	125.7	184	144	1.3	124.7	262	----	----	----	----		
K2	10.03.82	1.9	Form.	1740	20	78	0.68	69.8	230	146	0.53	97.1	410	----	----	----	----		
K3	10.03.82	2.1	Form	1080	20	72	1.52	169.7	194	144	1.85	196.3	250	----	----	----	----		
K4	10.03.82	2.0	Form	1330	20	72	----	208.6	194	146	----	231.8	258	5766	0.54	119.8	336	Fragm. nicht kugelförmig	
K5	10.03.82	2.0	Form	1740	20	72	1.83	225.4	196	---	----	----	---	----	----	----	----		
L3	11.03.82	2.1	Form	1650	20	82	1.6	191.5	184	143	17.5	229.6	257	432	0.59	59.0	220		
L4	11.03.82	2.0	Form	1670	20	76	4.9	857.8	260	130	----	----	---	---	>10.0	461.2 ⁺	----	Trig. und Fr. nicht klar voneinander zu unterscheiden.	
L5	12.03.82	2.0	Form	1610	20	72	4.8	-----	---	keine Druckaufz.. Gefäß wurde zerstört								----	+ geschätzter Wert
N1	16.03.82	2.1	CO	1480	20	86	2.5	966.1	736	148	2.6	796.3	624	1916	5.9	815.8	240		
N1'	17.03.82	2.0	CO	1490	20	82	2.6	996.8	726	146	2.6	833.1	588	2526	4.3	819.6	456		
N2	18.03.82	2.0	Form	1480	20	80	2.6	1007.0	704	136	2.3	881.2	818	----	---	----	----		
N4	18.03.82	1.9	CO	1510	20	78	1.3	147.6	206	132	1.2	164.3	400	----	---	----	----		
N5	18.03.82	2.0	CO	1500	20	86	2.6	1007.0	652	140	3.3	830.3	470	----	---	----	----	Gefäß wurde zerstört	

4.3.2 Versuche im Kohlenstoffmonoxydatmosphäre

Wie Tabelle 6 zeigt, ist die Anzahl von Versuchen im Kohlenstoffmonoxyd sehr klein. Die vorhandenen Versuchsergebnisse stimmen mit denen der Versuche im Formiergas überein. Auch beim Versuch im Kohlenstoffmonoxyd ist die verzögerte Fragmentation erst mit einem sehr großen Triggerdruck auslösbar. Die Abbildung 23 (Experiment N4) zeigt die Druckaufzeichnungen eines solchen Experiments und Abbildungen 18 und 20 die Aufnahmen der Fragmente.

Die Versuche in den beiden unterschiedlichen reduzierenden Atmosphären haben gezeigt, daß die Oxydfreiheit des Kupfertropfens hemmend auf die Fragmentation wirkt. Andere Ursachen für diese Beobachtung wie z.B. die Existenz nicht kondensierbarer Gase, wie sie von Nelson [30] berichtet wurde, oder die Löslichkeit von Wasserstoff im Kupfer sind hier nicht argumentierbar.

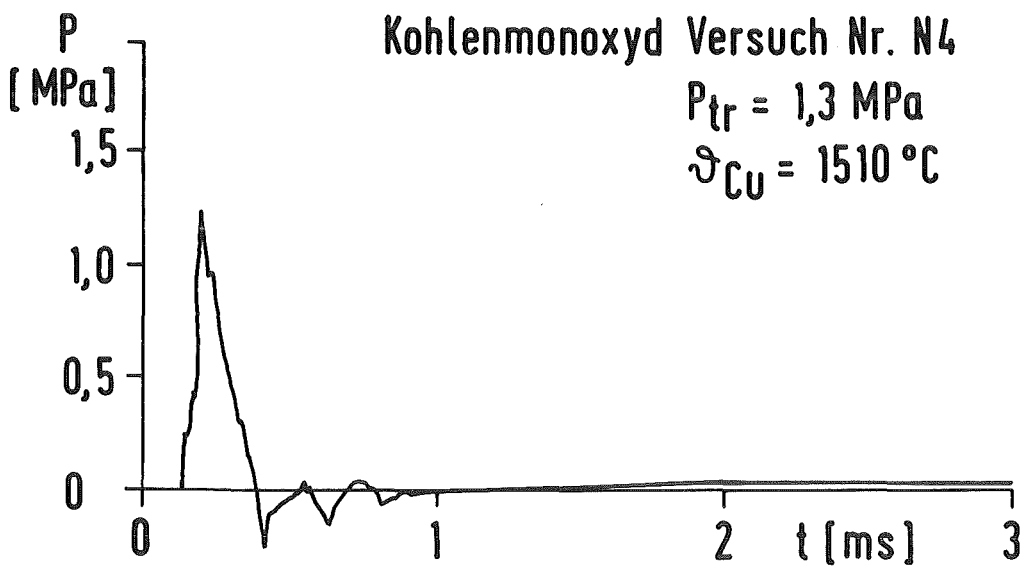
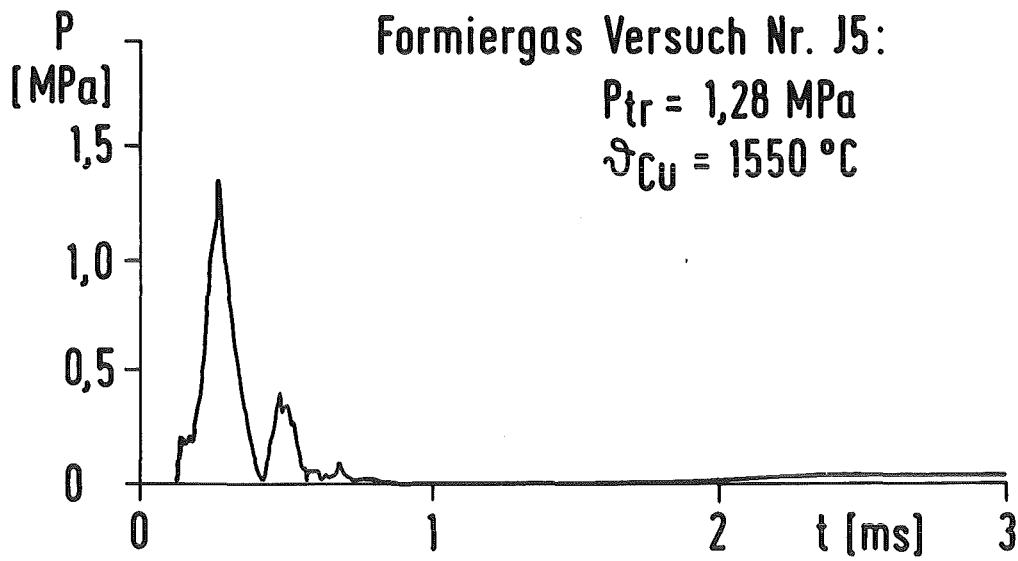


Abb.23 Druckaufzeichnung eines Versuchs mit Formiergas und mit Kohlenmonoxyd

5. Interpretation der experimentellen Ergebnisse

5.1 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

In den Versuchen, in denen der Kupfertropfen in einer normalen Atmosphäre aufgeheizt wurde, sind zwei Fragmentationstypen beobachtet worden:

Die prompte und verzögerte Fragmentation.

Sowohl die prompte als auch die verzögerte Fragmentation haben einen Druckpuls (Fragmentationsdruck) zur Folge, der erheblich größer ist, als das auslösende Druckereignis (Triggerdruck). Die prompte Fragmentation ist durch eine relativ kurze Verzögerungszeit zwischen dem Triggerdruck und dem Fragmentationsdruck gekennzeichnet. Sie ist in der Regel kleiner als eine Millisekunde.

Die Verstärkerfunktion der Fragmentation, d.h., daß der Fragmentationsdruck größer ist als der Triggerdruck, ist eine notwendige Bedingung dafür, daß in einer groben Mischung aus einer sehr heißen und einer kalten Flüssigkeit eine Eskalation einer Druckwelle ausgehend von einer kleinen Störung stattfinden kann. Bankoff [2] gibt an, daß die Vermischung und die Wärmeübertragung in einer Zeitspanne der Größenordnung von Zehntelmillisekunden stattfinden müsse, damit eine Druckwelle in einer groben Mischung aufrecht erhalten werden kann. Dabei nimmt Bankoff an, daß die Druckwelle sich mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von 100 m/s fortpflanzt und die grobe Mischung eine charakteristische Länge von 1 cm hat.

Die prompte Fragmentation genügt diesen beiden Bedingungen. Dieser Fragmentationstyp ist somit in der Lage eine kohärente Dampfexplosion in einer groben Mischung zu erzeugen, wie sie z.B. im Thermir-Experiment beobachtet wurde [10].

Das Eintreten der prompten bzw. verzögerten Fragmentation ist von der Größe des Triggerdrucks abhängig. Steigert man unter Beibehaltung anderer Versuchsparameter die Größe des Triggerdrucks, so geht die verzögerte Fragmentation in die prompte Fragmentation über. Der Übergang ist sprunghaft und zeigt die Existenz einer Triggerschwelle. Diese Triggerschwelle ist temperaturabhängig. Sie nimmt mit zunehmender Temperatur des Kupfertropfens ab (Abschnitt 4.2.3). Auf den ersten Blick erscheint diese Beobachtung paradox, denn man erwartet mit zunehmender Tropfentemperatur eine größere Dampffilmstabilität und eine geringere Neigung zur Fragmentation. Diese Temperaturabhängigkeit

ist auf die Änderung der Oberflächenspannung mit dem Sauerstoffgehalt des Kupfers zurückzuführen. Aus der Literatur [33] ist bekannt, daß die Oberflächenspannung des schmelzflüssigen Kupfers mit zunehmendem Sauerstoffgehalt im Kupfer abnimmt. Unterhalb des Schmelzpunktes erfolgt die Oxydation nur dicht an der Kupferoberfläche. Die Oxydationsgeschwindigkeit ist von der Diffusion des Sauerstoffs im Kupfer kontrolliert. Erst oberhalb des Schmelzpunktes wird der Sauerstoff in größerem Maße im Kupfer gelöst. Die Aufheizung des Kupfertropfens in der schmelzflüssigen Phase dauert zwar nur wenige Sekunden ($\Delta t < 5s$), aber die Dauer der Aufheizung steigt linear mit der einzustellenden Temperatur des Kupfertropfens an. Je höher die einzustellende Temperatur des Kupfertropfens ist, desto größer ist der Sauerstoffgehalt in der Kupferprobe, was gleichzeitig zu einer geringeren Oberflächenspannung des Kupfertropfens führt. Das Ergebnis der chemischen Analyse im Abschnitt 4.2.4.2 bestätigt die obigen Überlegungen. Die Oberflächenspannung des Kupfertropfens wurde ermittelt. Die Werte für die Oberflächenspannung des in der Normalatmosphäre aufgeheizten Kupfertropfens liegen bei 0,8 N/m (0,8 N/m für $\nu_{Cu} = 1300^\circ C$ und 0,75 N/m für $\nu_{Cu} = 1600^\circ C$). Diese Werte liegen erheblich niedriger, als die des reinen Kupfers (1,3 N/m).

Zum Vergleich wurden Versuche durchgeführt, in denen der Kupfertropfen in zwei reduzierenden Atmosphären aufgeheizt wurde. Im Abschnitt 4.3 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Es stellte sich heraus, daß ein oxydfreier Kupfertropfen erst mit einem wesentlich größeren Triggerdruck zur Fragmentation gebracht werden kann. Damit bestätigte sich die Vermutung, daß die Oberflächenspannung des Tropfens ein wichtiger Parameter für die Untersuchung der Fragmentation ist, d.h. sie bestimmt entscheidend die Neigung zur Fragmentation.

5.2 Der Fragmentationsmechanismus

5.2.1 Phänomenologisches Modell für die prompte Fragmentation

Ausgehend von den experimentellen Befunde muß ein Modell der Fragmentation folgende drei Punkte berücksichtigen:

- die Existenz einer Schwelle des Triggers, die die prompte Fragmentation von der verzögerten trennt
- die Temperaturabhängigkeit der Triggerschwelle und deren Zusammenhang mit der Oberflächenspannung des Kupfertropfens
- das Auftreten der Taylor-Instabilität an der Wasserfront in der Endphase des Dampffilmkollapses

Insbesondere zum ersten Punkt ist zu bemerken, daß unterhalb der Triggerschwelle (also bei der verzögerten Fragmentation) die beim Filmkollaps übertragene Wärmemenge zur Bildung einer nur relativ kleinen Masse Dampf ausreicht. Oberhalb der Schwelle dagegen wird insgesamt soviel Wärme übertragen, daß mechanische Energie erheblicher Größe freigesetzt wird, d.h. die vom Kupfertropfen an das Wasser übertragene Wärmemenge nimmt sprunghaft zu.

Daraus ergibt sich:

- beim Filmkollaps findet zunächst nur eine begrenzte Wärmeübertragung und Verdampfung statt
- erst das Einsetzen der Oberflächeninstabilität des Tropfens und die Vermischung ermöglichen die Übertragung großer Wärmemengen
- der Mechanismus, der für die Fragmentation verantwortlich ist, beinhaltet eine Stabilitätsbedingung, die das Vorhandensein der Triggerschwelle plausibel beschreibt.

Basierend auf der obigen Überlegung wird folgendes Modell der Fragmentation vorgeschlagen:

Vor der Ankunft der Triggerwelle ist der Tropfen im Filmsiedezustand. Der Trigger verursacht eine Destabilisierung des Dampffilms. Dabei gilt, daß je größer der Triggerdruck ist, der Filmkollaps desto schneller abläuft. Dieser Zusammenhang zwischen der Triggergröße, Filmkinetik und Wärmeübertragung ist experimentell und theoretisch von Inoue et al. [34] untersucht worden (Inoue verwendete Freon als Versuchsmedium). Abb. 24 zeigt die Ergebnisse der theoretischen Berechnungen von Inoue et al..

Die Filmaufnahmen mit 2000 Bildern pro Sekunde zeigen, daß die Filmdicke starken lokalen Schwankungen unterworfen ist. Sie ist auf Kapillarwellen und andere hydrodynamische Einflüsse zurückzuführen. Die kollabierende Dampf-Wasser-Grenzfläche hat demnach Berge und Täler. Die Berge nähern sich der Tropfenoberfläche zuerst. Es gibt somit Stellen an der Dampf-Wasser-Grenzfläche, an denen die Wärmeübertragung lokal stärker angeregt wird. Dies gilt vor allem im Endstadium des Filmkollapses, bei dem die Filmdicke und die Schwankung der örtlichen Filmdicke von gleicher Größenordnung sind. Im Abschnitt 4.2.1.2 wurde gezeigt, daß in der Endphase des Filmkollapses an der Dampf-Wasser-Grenzfläche eine Taylor-Instabilität auftritt. Die Spitzen der Taylor-Instabilität sind die Stellen, an denen die erhöhte Wärmeübertragung einsetzt.

Hier taucht die Frage auf, ob es einen direkten Flüssig-Flüssig-Kontakt gibt. Der direkte Flüssig-Flüssig-Kontakt ist sehr unwahrscheinlich, da die Kontakttemperatur ϑ_i der im Versuch eingesetzten Materialpaarung weit oberhalb der kritischen Temperatur des Wassers liegt ($\vartheta_i = 1240^\circ\text{C}$, falls folgende Werte für die Kupfer- und Wassertemperatur verwendet wurden: $\vartheta_{\text{Cu}} = 1300^\circ\text{C}$ und $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 100^\circ\text{C}$). Es wird angenommen, daß sich eine überhitzte Temperaturgrenzschicht an der Dampf-Wasser-Phasengrenze in der Endphase des Filmkollapses ausbildet, d.h., wenn die Dampffilmdicke sich genügend verringert hat. Die Phasenumwandlung in dieser Temperaturgrenzschicht würde spätestens dann eintreten, wenn die homogene Siedekeimbildungstemperatur an der Dampf-Wasser-Phasengrenze erreicht wird. Das Erreichen der homogenen Siedekeimbildungstemperatur ist die obere Grenze der Überhitzung in der Temperaturgrenzschicht. Wahrscheinlich würde vor dem Erreichen der homogenen Siedekeimbildungstemperatur eine Störung einsetzen und die Verdampfung initiieren.

Die Abb. 25 zeigt auf der Grundlage der Filmaufnahmen eine Folge schematischer Skizzen, die den Verlauf des Dampffilmkollapses illustriert. In der Endphase des Filmkollapses tritt eine Taylor-Instabilität an der Dampf-Wasser-Phasengrenze auf. Die überhitzte Temperaturgrenzschicht wird demnach an der Spitze der Taylor-Instabilität auftreten. Teil a) der Abb. 25 zeigt eine schematische Darstellung der Taylor-Instabilität mit der überhitzten Temperaturgrenzschicht. Tritt in der überhitzten Temperaturgrenzschicht die Phasenumwandlung ein, so führt das zur lokalen Verdampfung in der Nähe oder an der Tropfenoberfläche und damit zu hohen lokalen Drücken. Die Verteilung der Stellen lokaler Verdampfung ist durch die charakteristische Wellenlänge λ_{DW} der Taylor-Instabilität an der Dampf-Wasser-Grenzfläche bestimmt. In Teil b) der Abb. 25 ist

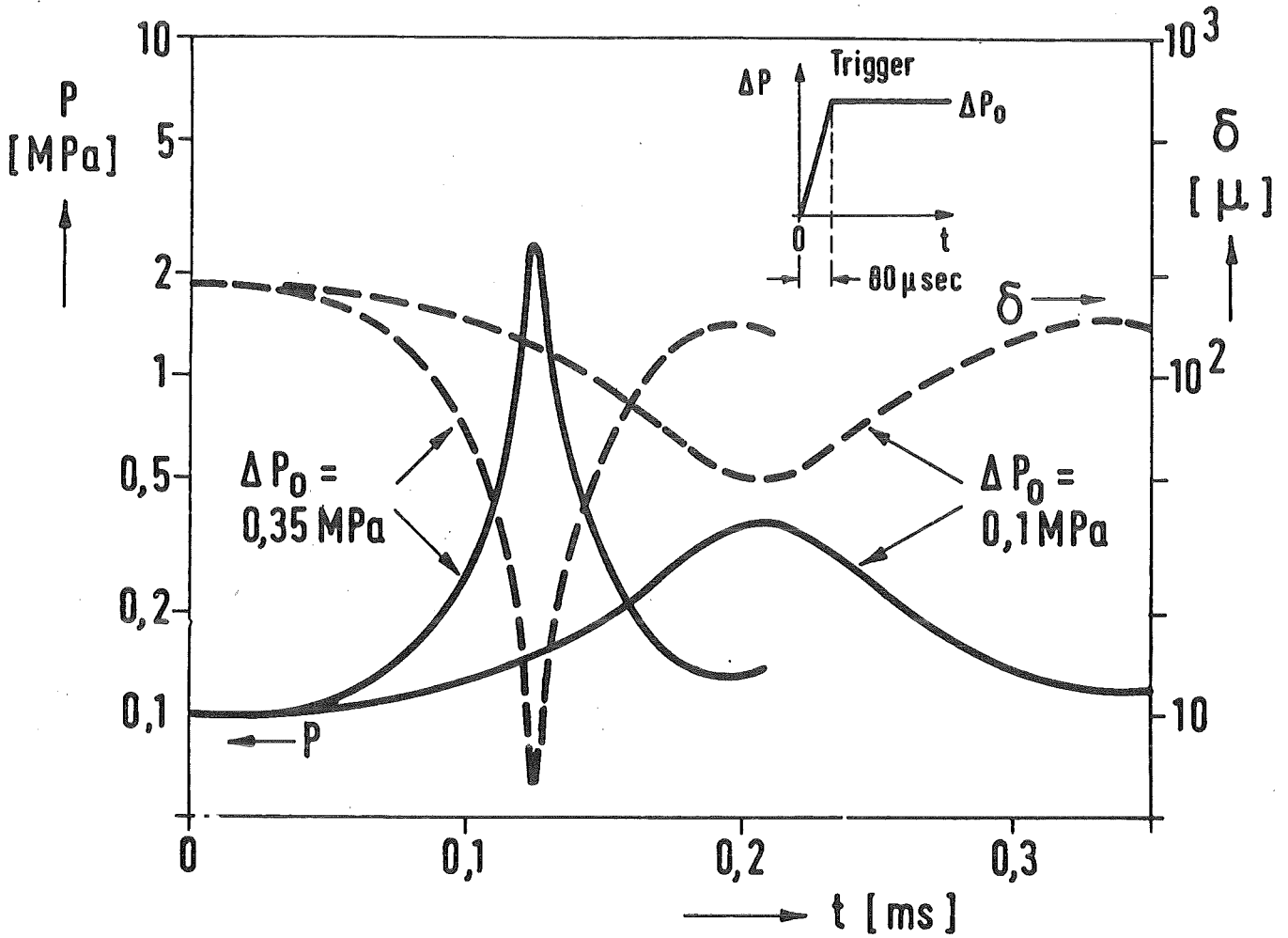
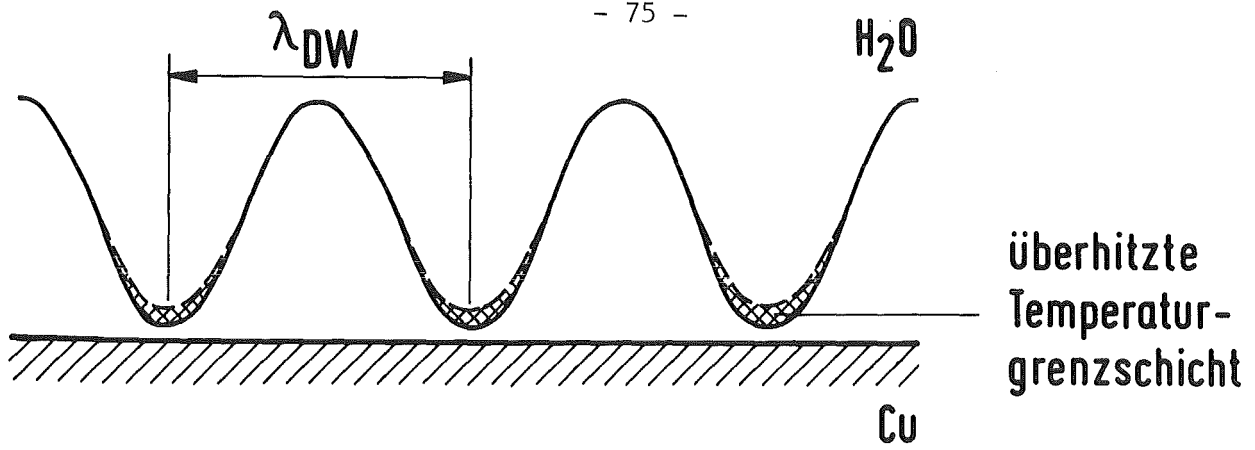
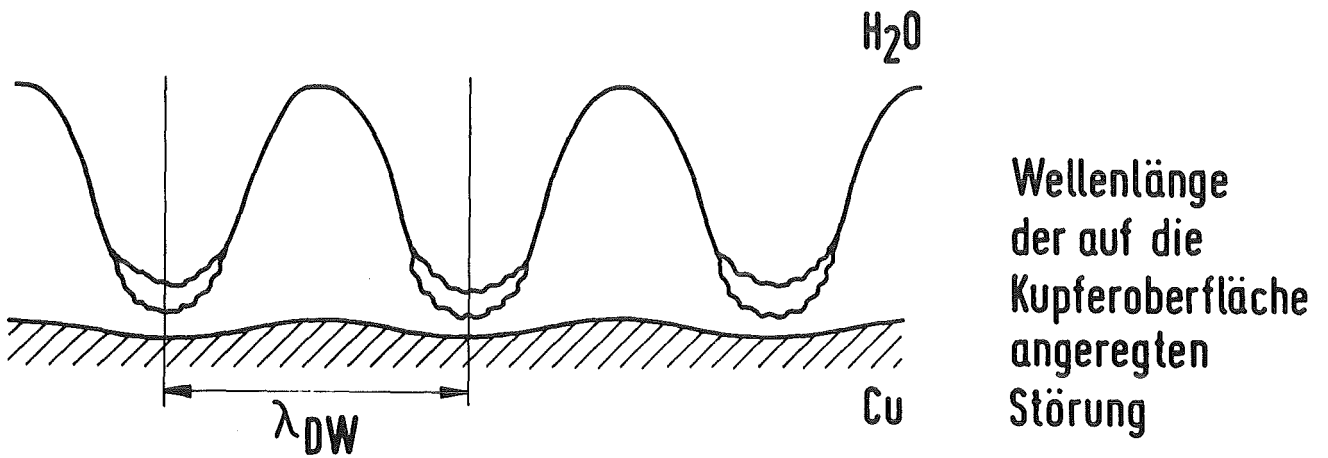


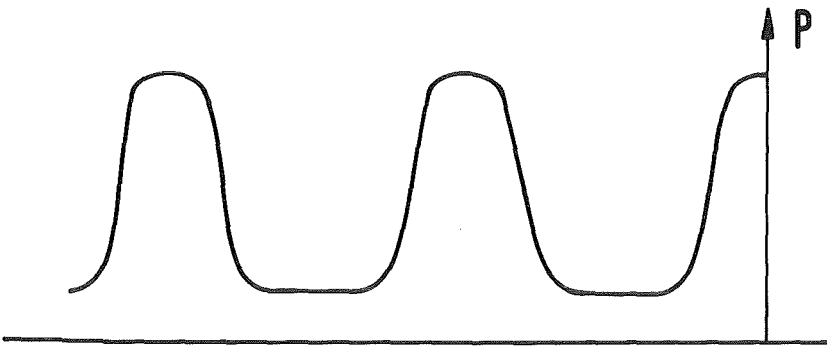
Abb.24 Zeitlicher Verlauf der Filmdicke δ und des Druckes P als Folge der Destabilisierung des Filmsiede zustandes durch zwei verschiedene Trigger



a) Wasserfront mit überhitzter Temperaturgrenzschicht



b) Struktur der Phasengrenzen nach Beginn der Verdampfung



c) Druckverteilung an der Tropfenoberfläche beim Beginn der Verdampfung der überhitzten Temperaturgrenzschicht



Abb.25 Schematische Darstellung der Anregung der Tropfenoberfläche

schematisch die beschriebene Situation dargestellt. Damit hat man einen Erreger, welcher der Tropfenoberfläche eine Störung aufprägt. Der Erreger hat eine charakteristische Länge λ_{DW} . Die Stärke der Erregung wird durch den Dampfdruck der lokalen Verdampfung bestimmt. Teil c) der Abb. 25 zeigt schematisch die Druckverteilung an der Tropfenoberfläche beim Beginn der lokalen Verdampfung.

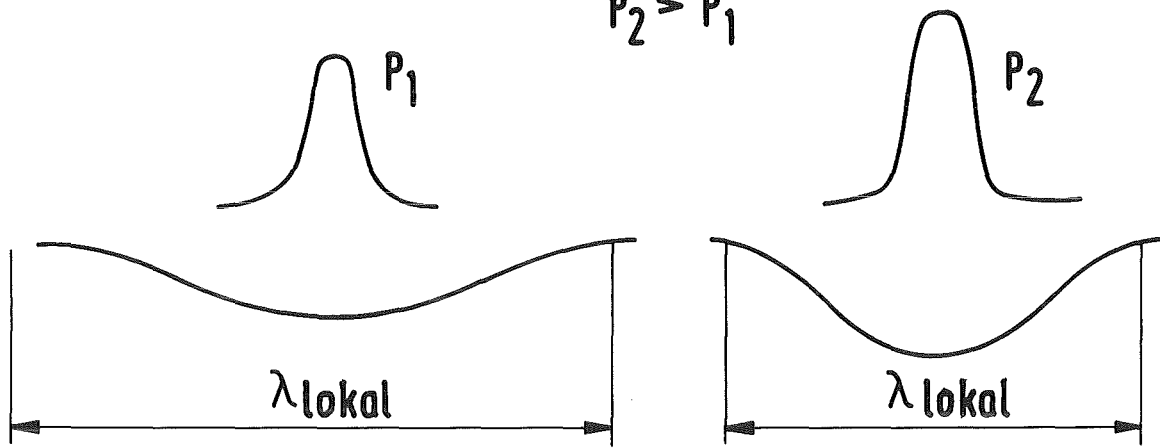
Der Tropfenoberfläche werden Störungen mit der charakteristischen Länge λ_{DW} aufgezwungen. Damit stellt der Tropfen ein System dar, dessen Oberfläche von einem Fremderreger angeregt wird. Der Impuls und das geometrische Muster der Erregung ist bekannt. Gesucht wird nach einem Stabilitätskriterium eines fremd erregten Systems (Tropfenoberfläche), wobei die Oberflächenspannung des Tropfens als ein Parameter berücksichtigt werden soll. Es wird angenommen, daß ein Kriterium der Form

$$\lambda_{DW} > \lambda_{Kr}$$

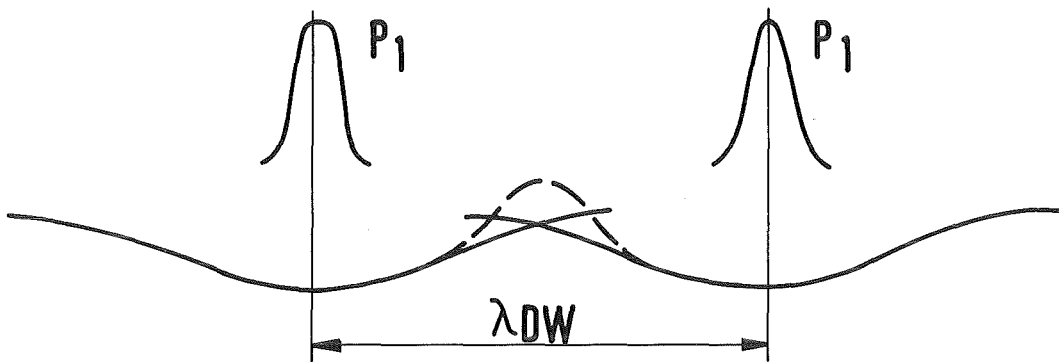
existiert, daß über das Auftreten bzw. Nichtauftreten prompter Fragmentation entscheidet. Dabei ist λ_{Kr} der Schwellenwert einer charakteristischen Länge λ_{lokal} einer lokalen Störung der Tropfenoberfläche, bei der diese instabil wird. Dieses Kriterium bringt zum Ausdruck, daß der durch den Fremderreger an die Tropfenoberfläche übertragene Impuls bei dem sich dabei einstellenden geometrischen Muster ausreicht, die Oberflächenenergie des Tropfens zu überwinden und eine Destabilisierung der Tropfenoberfläche einzuleiten. Die Annahme, daß der Fremderreger auf eine Taylor-Instabilität der Dampf-Wasser-Grenzfläche zurückzuführen ist, korreliert die Wellenlänge des Fremderregers mit dem Inhalt des externen Triggers. Die Oberflächenenergie des Kupfertropfens ist durch das Temperaturniveau, den Sauerstoffgehalt und die Oberflächenstruktur des Tropfens bestimmt, die Impulsübertragung durch die lokale Verdampfung.

Abbildung 26 zeigt schematisch Skizzen, die das Modell veranschaulichen. Im Teil a) der Abbildung 26 sind zwei Druckprofile der lokalen Verdampfung P1 und P2 sowie die zugehörigen Störungen dargestellt. Je größer der Druck der lokalen Verdampfung, desto kurzwelliger ist die lokale Störung. Der Abstand der lokalen Verdampfungen λ_{DW} sei vorgegeben. Der Teil b) der Abbildung 26 illustriert den Fall, daß der Abstand der lokalen Verdampfung λ_{DW} kleiner ist, als die charakteristische Länge λ_{lokal} der lokalen Störung. Die lokalen Störungen müssen ihr günstigstes Profil aufgeben und am Übergang der benach-

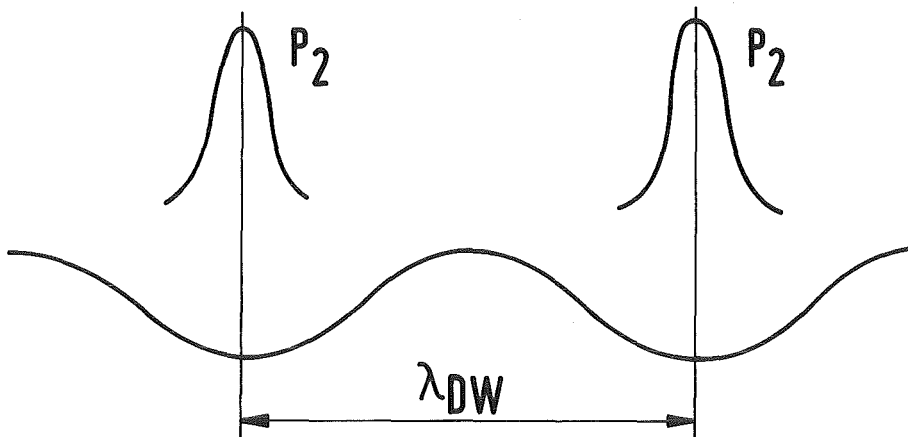
$$P_2 > P_1$$



a) Druckprofil und lokale Störung (λ_{lokal} - Wellenlänge der lokalen Störung)



b) $\lambda_{\text{DW}} < \lambda_{\text{kr}}$



c) $\lambda_{\text{DW}} = \lambda_{\text{kr}}$

Abb.26 Schematische Darstellung des Zusammenhangs zwischen der Wellenlänge der lok. Störung (λ_{lokal}) und der charakt. Länge der Erregung (λ_{DW})

barten Störungen entstehen Krümmungen mit kleinen Krümmungsradien. Da in diesem Fall zusätzliche Oberflächenenergie aufgebracht werden muß, reagiert die Tropfenoberfläche auf die Störung stark dämpfend.

Im Teil c) der Abbildung 26 ist der Fall dargestellt, in dem der Abstand der lokalen Verdampfung λ_{DW} gleich der charakteristischen Länge λ_{lokal} der lokalen Störung ist. Die Störungen harmonisieren miteinander. In diesem Fall hat das angeregte System (Tropfenoberfläche) keine zusätzliche Dämpfung.

Die Amplituden, die die lokalen Verdampfungen an der Tropfenoberfläche erzeugen, wachsen in diesem Fall nicht linear mit dem Druck der lokalen Verdampfung, d.h., wenn das Kriterium $\lambda_{DW} > \lambda_{Kr}$ erfüllt ist, wird die an der Tropfenoberfläche angeregte Störung mit einer sprunghaft angestiegenen Geschwindigkeit wachsen. Die durch die Störungen produzierte neue Tropfenoberfläche und die Wärmeübertragung nehmen schlagartig zu. Die Fragmentation ist dadurch eingeleitet. Da im Experiment neben der beobachteten Triggerschwelle für prompte Fragmentation keine wesentlichen anderen Abhängigkeiten festgestellt wurden, wird hier angenommen, daß das Erfüllen des obigen Kriteriums allein ausreicht, um die prompte Fragmentation zu initiieren. In der Abbildung 27 wird schematisch die Wechselwirkung der Größen und Ereignisse dargestellt, die in den vorgeschlagenen Fragmentationsmechanismus eingehen. Die Abbildung 28 beschreibt den Fragmentationsprozeß in einzelnen Stadien.

Die Annahme, daß der Fremderregung auf eine Taylor-Instabilität der Dampf-Wasser-Grenzfläche zurückzuführen ist, korreliert die Wellenlänge des Fremderregers λ_{DW} mit dem Energieinhalt des externen Triggers. Je größer der Energieinhalt des Triggers, desto größer ist die Beschleunigung, die die Dampf-Wasser-Grenzfläche im Verlauf des Dampffilmkollapses erfährt und desto größer ist auch die Abbremsung in der Endphase des Dampffilmkollapses, die die Taylor-Instabilität an der Dampf-Wasser-Grenzfläche verursachen.

Die charakteristische Länge λ_{lokal} einer lokalen Störung an der Tropfenoberfläche wird im wesentlichen durch zwei Parameter charakterisiert: dem Impuls, der von der lokalen Verdampfung an die Tropfenoberfläche abgegeben wird und der Oberflächenspannung des Tropfens. Die Größe des Impulses, der von der lokalen Verdampfung an die Tropfenoberfläche abgegeben wird, ist vom minimalen Abstand abhängig, der zwischen der Spitze der Taylor-Instabilität an der Dampf-Wasser-Grenzfläche und der Tropfenoberfläche beim Dampffilmkollaps erreicht wird. Der Abstand wird von der kleinsten mittleren Filmdicke δ_{min}

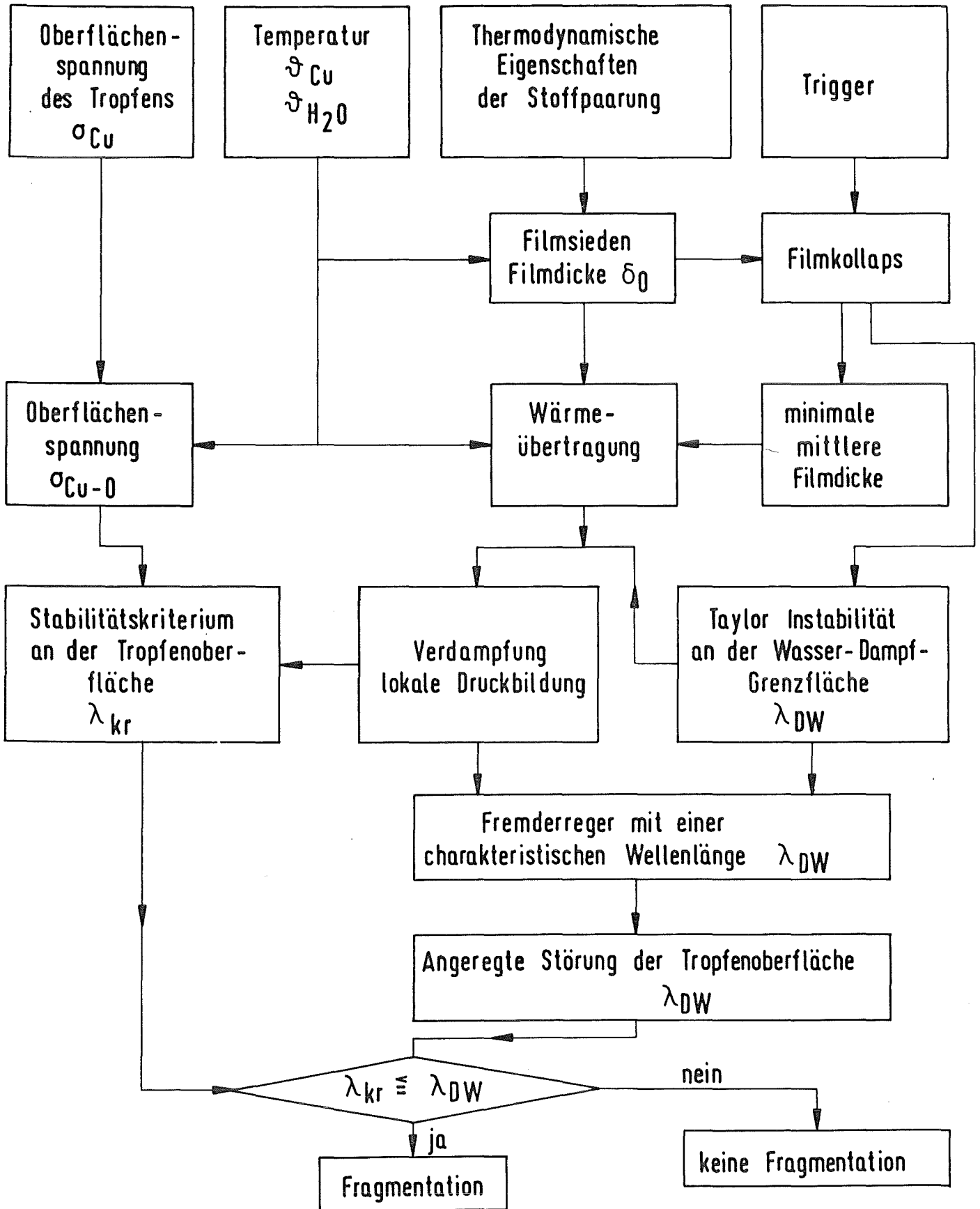
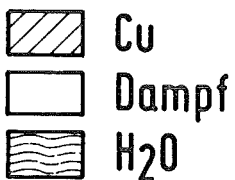
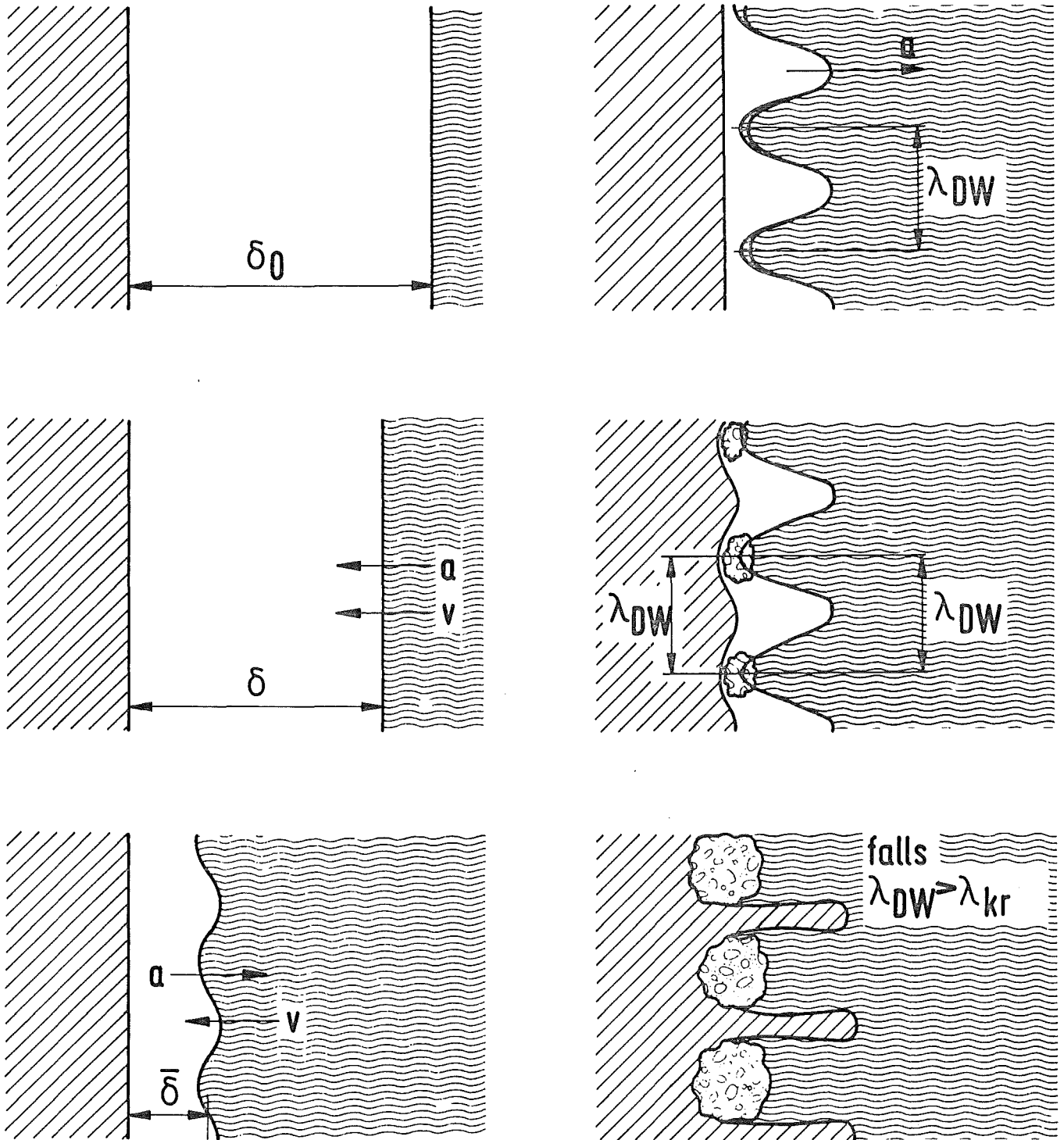


Abb.27 Schematische Darstellung des Modells zur prompten Fragmentation



a = Beschleunigung
 v = Geschwindigkeit
 δ = Filmdicke

λ = Wellenlänge der Taylor-Instabilität
 falls $\lambda_{DW} > \lambda_{kr}$

Abb.28 Schematische Darstellung des Dampffilmkollapses und Einsetzen der Oberflächeninstabilität

und vom Wachstum der Taylor-Instabilität an der Dampf-Wasser-Grenzfläche bestimmt. Sowohl die kleinste mittlere Filmdicke δ_{\min} , als auch das Wachstum der Taylor-Instabilität sind vom Energieinhalt des Triggers abhängig. Der Impuls, der von der lokalen Verdampfung an die Tropfenoberfläche abgegeben wird, nimmt demnach mit zunehmendem Energieinhalt des Triggers zu. Dies hat zur Folge, daß die charakteristische Länge λ_{lokal} der Störung an der Tropfenoberfläche mit der größer werdendem Energieinhalt des Triggers abnimmt. Die Begründung für diese Korrelation wird weiter unten gegeben.

Die Abbildung 29 zeigt eine qualitative Darstellung der Beziehung von λ_{DW} bzw. λ_{lokal} vom Energieinhalt des Triggers. Sowohl λ_{DW} als auch λ_{lokal} werden mit größer werdendem Energieinhalt des Triggers kleiner. Der Schnittpunkt von λ_{DW} und λ_{lokal} (P) ist die kritische Wellenlänge λ_{Kr} , die die experimentell beobachtete Triggerwelle beim Übergang von verzögerten zur prompten Fragmentation bestimmt. Für eine größere Oberflächenspannung des Tropfens wird λ_{lokal} für den selben Energieinhalt des Triggers einen größeren Wert annehmen. Ein solcher Verlauf von λ_{lokal} ist in der Abb. 29 mit der gestrichelten Linie eingetragen. Der Schnittpunkt (Q) bzw. λ_{Kr} von λ_{lokal} mit λ_{DW} wird bei einer größeren Oberflächenspannung erst bei einem erheblich größeren Trigger erreicht. Die experimentelle Beobachtung, daß eine kleine Änderung der Oberflächenspannung des Tropfens eine große Änderung der Größe des Triggers für die Triggerschwelle zur Folge hat, kann mit dieser qualitativen Betrachtung plausibel erklärt werden. Hierbei ist es wesentlich, daß die Kurvenverläufe von λ_{lokal} und λ_{DW} flach sind und keinen großen Unterschied der Steigerungen voneinander haben.

Für die Beschreibung der Abhängigkeit der charakteristischen Länge λ_{lokal} von der Oberflächenspannung des Tropfens und vom Impuls der lokalen Verdampfung soll hier angenommen werden, daß sie qualitativ durch die analytische Lösung der Taylor-Instabilität an der Kupfertropfenoberfläche wiedergegeben wird. Die Annahme stützt sich auf die Analogie zwischen dem Auftreten der lokalen Störungen und der Taylor-Instabilität. Wegen des von der lokalen Verdampfung verursachten starken Druckgradienten in dem oberflächennahen Schichten des Kupfertropfens (Abb.30) findet man dort Bedingungen vor, die die Betrachtung mit Hilfe der Taylor-Instabilität plausibel machen, wenn das Kontrollvolumen an der Stelle der lokalen Verdampfung klein genug gewählt wird. Die charakteristische Länge λ_{lokal} an der Tropfenoberfläche errechnet sich dann nach der folgenden Gleichung

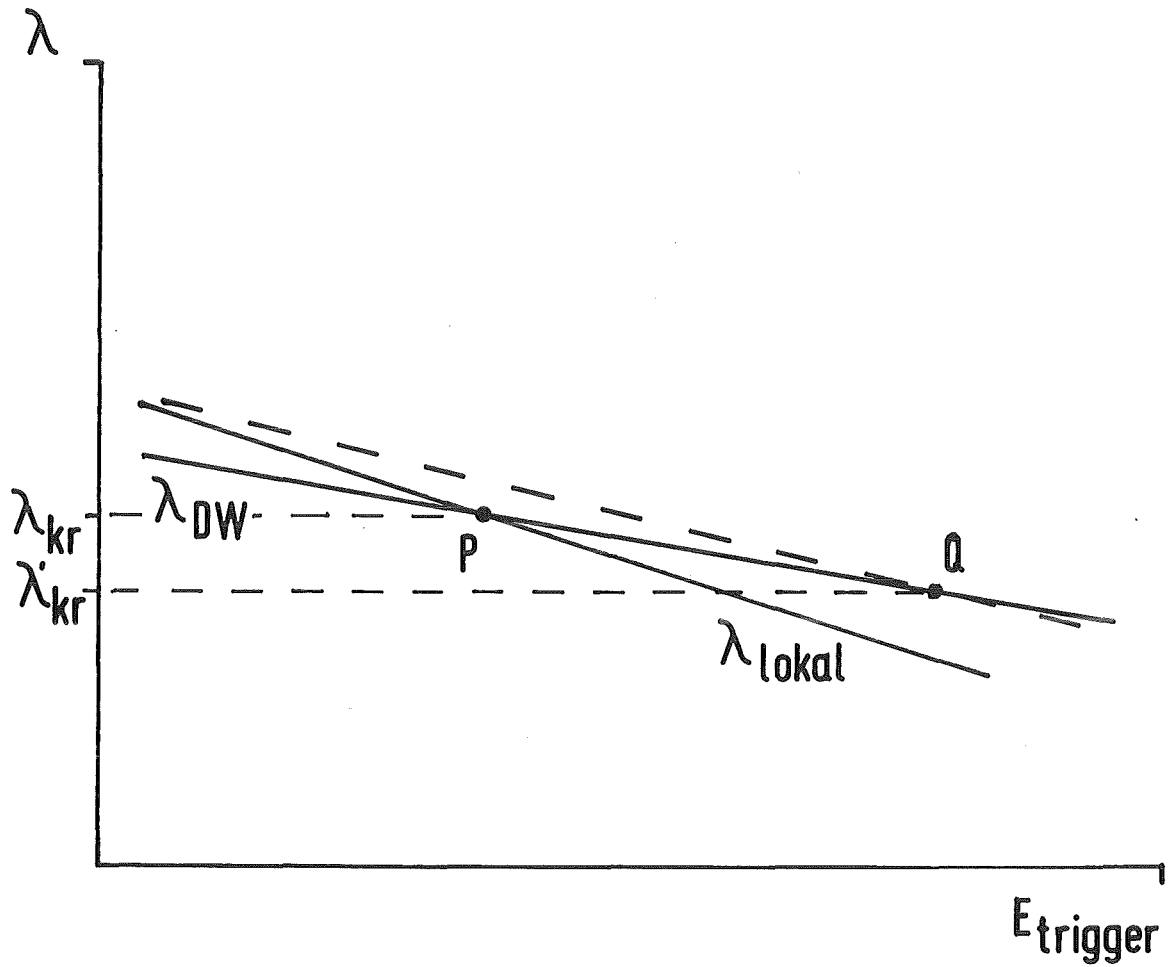
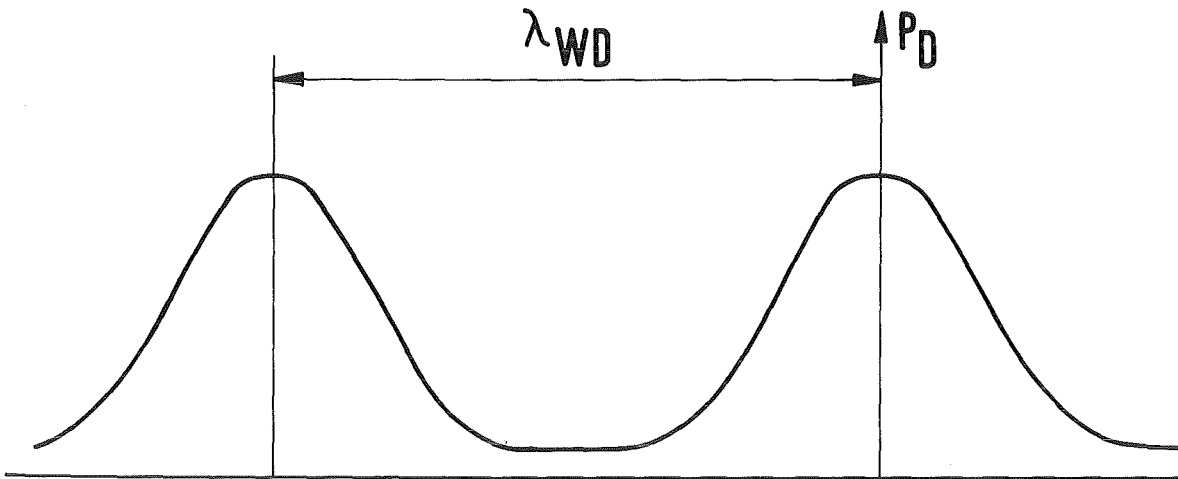
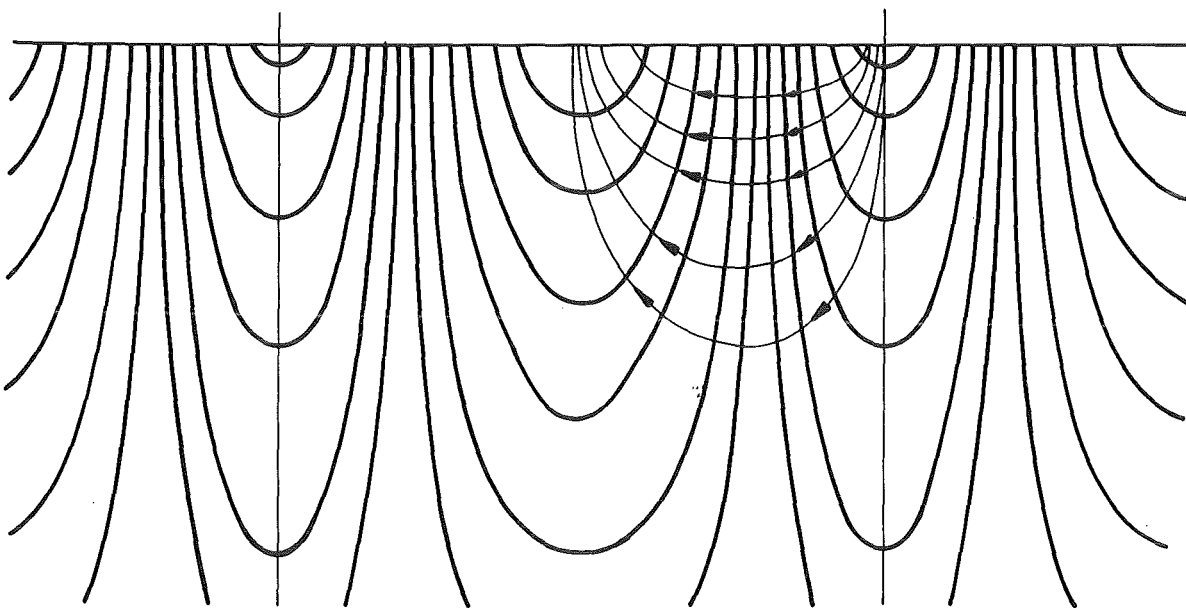


Abb.29 : Qualitative Darstellung von λ_{DW} und λ_{lokal} als Funktion des Energieinhalts vom Trigger



a) Dampfdruck bei Beginn der lokalen Verdampfung an der Tropfenoberfläche



b) Druckverteilung im Tropfeninneren
← Richtung des Materialflusses

Abb.30 Druckverteilung an der Tropfenoberfläche und im Tropfeninneren beim Beginn der lokalen Verdampfung

$$\lambda_{\text{lokal}}^{\text{cu}} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma_{\text{cu}}}{a_{\text{cu}}(\rho_{\text{cu}} - \rho_{\text{D}})}} \quad (5.1)$$

Aus der Dimensionsanalyse erhält man für die mittlere lokale Beschleunigung a_{cu}

$$a_{\text{cu}} = \frac{\Delta p_{\text{Ev}}}{\rho_{\text{cu}} \delta_{\text{cu}}} \quad (5.2)$$

Δp_{Ev} ist der Mittelwert der Druckdifferenzen aufgrund der lokalen Verdampfung, δ_{cu} eine charakteristische Länge für die beschleunigte Masse und ρ_{cu} die Dichte des Kupfertropfens. Wie bereits oben erwähnt ist der Impuls bzw. Δp_{Ev} der lokalen Verdampfung eine Funktion des Energieinhalts vom Trigger. Die Abhängigkeit von p_{Ev} vom Energieinhalt des Triggers kann qualitativ über zwei Größen ausgedrückt werden: durch die absolute minimale Filmdicke $\delta_{(\text{min},\text{ab})}$ (d.h. der minimale Abstand zwischen der Spitze der Taylor-Instabilität und der Tropfenoberfläche), die den maximalen Verdampfungsdruck der lokalen Verdampfung definiert und den effektiven Flächenanteil γ^* , der Dampf-Wasser-Grenzfläche, der an der lokalen Verdampfung beteiligt ist. Die letztere Größe γ^* wird durch den Grad des Wachstums der Taylor-Instabilität an der Dampf-Wasser-Grenzfläche bestimmt. Für Δp_{Ev} gilt demnach:

$$\Delta p_{\text{Ev}} = \Delta p_{\text{Ev}}(\text{min},\text{ab}) \cdot \alpha^2 \quad (5.3)$$

mit

$$\alpha = \frac{\gamma^* f_{\text{eff}}}{\lambda_{\text{DW}}^2} \quad (5.4)$$

Hier wurde der effektive Flächenanteil der lokalen Verdampfung f_{eff} durch die charakteristische Fläche des Fremderregers λ_{DW}^2 dimensionslos gemacht, wobei γ^* ein Korrekturfaktor ist. Mit den Gleichungen (5.1) - (5.4) ergibt

sich

$$\lambda_{\text{lokal}}^2 = 12\pi \frac{\sigma_{\text{cu}} \delta_{\text{cu}}}{\Delta p_{\text{Ev}} \gamma^* f_{\text{eff}}} \frac{\rho_{\text{cu}}}{(\rho_{\text{cu}} - \rho_{\text{D}})} \lambda_{\text{DW}}^2 \quad (5.5)$$

D.h. daß für

$$\lambda_{DW} \geq \lambda_{\text{lokal}}$$

folgende Ungleichung erfüllt sein muß:

$$\Delta p_{\text{ev}} \cdot \alpha \cdot f_{\text{eff}} \geq 12 \pi \sigma_{\text{cu}} \delta_{\text{cu}} \quad (5.7)$$

wobei $\rho_{\text{cu}} / (\rho_{\text{cu}} - \rho_{\text{D}}) \approx 1$,

d.h., daß die durch die lokale Verdampfung auf die Tropfenoberfläche übertragene Kraft eine Größe überwinden muß, die durch die Oberflächenspannung des Tropfens bestimmt wird, um die Tropfenoberfläche zu destabilisieren. Diese Bedingung ist gegeben, wenn die Ungleichung (5.6) erfüllt ist.

Mit der Gleichung (5.5) kann eine einfache Abschätzung von λ_{lokal} vorgenommen werden. Folgende Werte werden zugrunde gelegt:

$$\sigma_{\text{cu}} = 0,8 \text{ N/m}$$

$$\delta_{\text{cu}} = \lambda_{\text{DW}}$$

Die Größe Δp_{ev} ist nach oben hin durch den Sättigungsdruck des Wassers an der homogenen Siedekeimbildungstemperatur (= 10 Mpa) begrenzt. Der Bereich, in dem sich der Formfaktor bewegt, wird zu (0,2 - 0,5) angenommen. Da zwischen Δp_{ev} und α eine Korrelation besteht, über die noch keine Aussage gemacht werden kann, wird im folgenden für einen festen Wert von λ_{DW} die charakteristische Länge der lokalen Störung λ_{lokal} abgeschätzt, in dem Δp_{ev} und α variiert werden. In der Abb.31 sind die abgeschätzten Werte von λ_{lokal} über Δp_{ev} aufgetragen. Für λ_{DW} wurde ein aus den experimentellen Ergebnissen abgeleiteter Wert von $\lambda_{\text{DW}} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ (Abschnitt 4.2.1.2) eingesetzt. Die Abbildung zeigt, daß für $\alpha = 0,5$ oberhalb von $\Delta p_{\text{ev}} = 1 \text{ Mpa}$ und für $\alpha = 0,2$ oberhalb von $\Delta p_{\text{ev}} = 2,4 \text{ MPa}$ die Ungleichung (5.6) erfüllt ist. Diese Werte, $\Delta p_{\text{ev}} = 1 \text{ MPa}$ bzw. $\Delta p_{\text{ev}} = 2,4 \text{ MPa}$, entsprechen einer lokalen Überhitzung von 80°C bzw. 120°C , was für betrachtete Randbedingung plausibel erscheint ($\vartheta_{\text{cu}} = 1320^\circ\text{C}$, $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 20^\circ\text{C}$). Diese Abschätzung zeigt, daß durch die oben getroffene Annahme die charakteristische Wellenlänge der lokalen Störung bei der prompten Fragmentation einsetzt, durch die analytische Lösung der Taylor-Instabilität näherungsweise erfaßt werden kann und die im Experiment beobachteten Erkenntnisse qualitativ richtig wiedergibt. Diese Tatsache wird als wesentliche Stütze des vorgestellten phänomenologischen Modells angesehen.

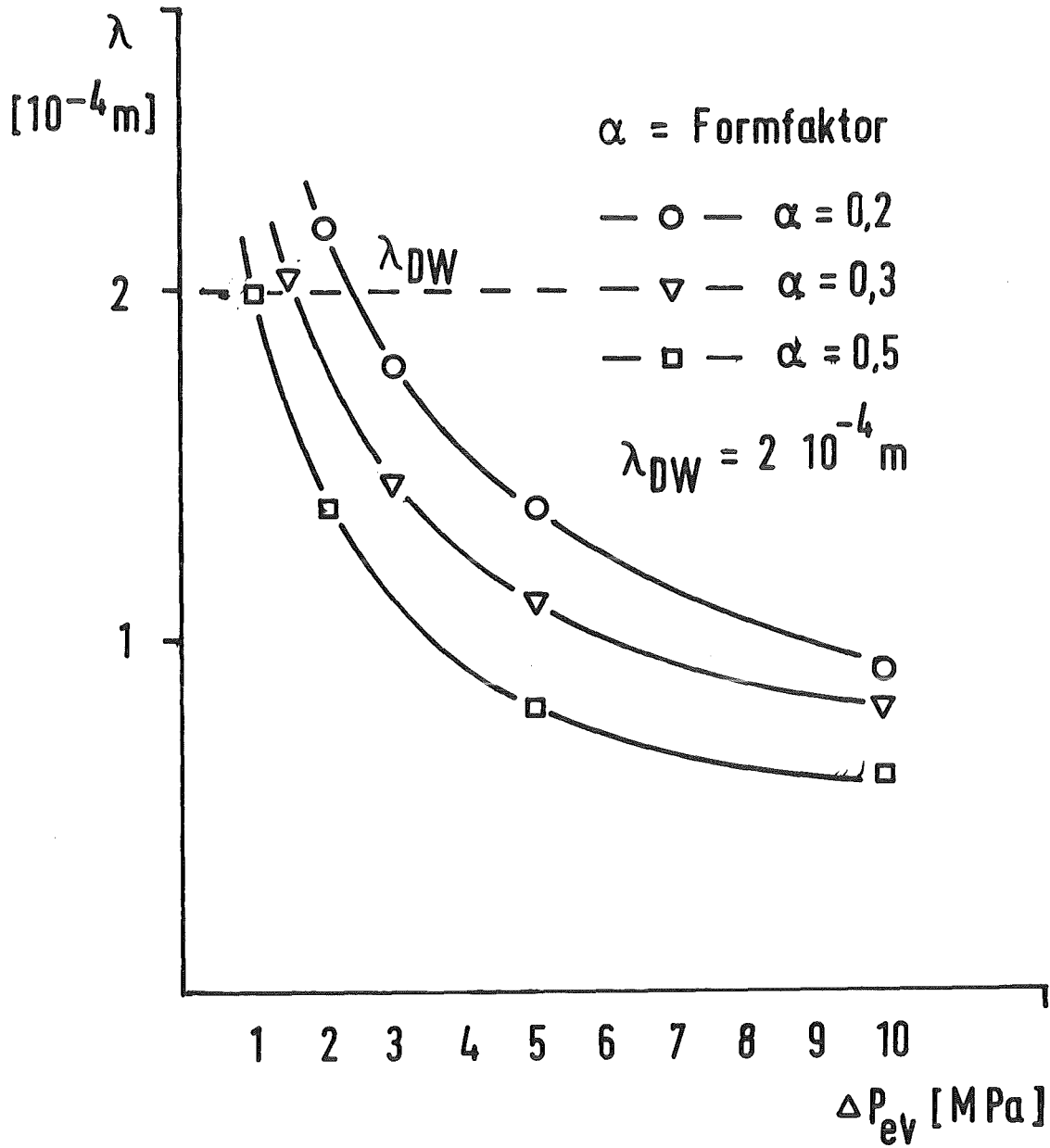


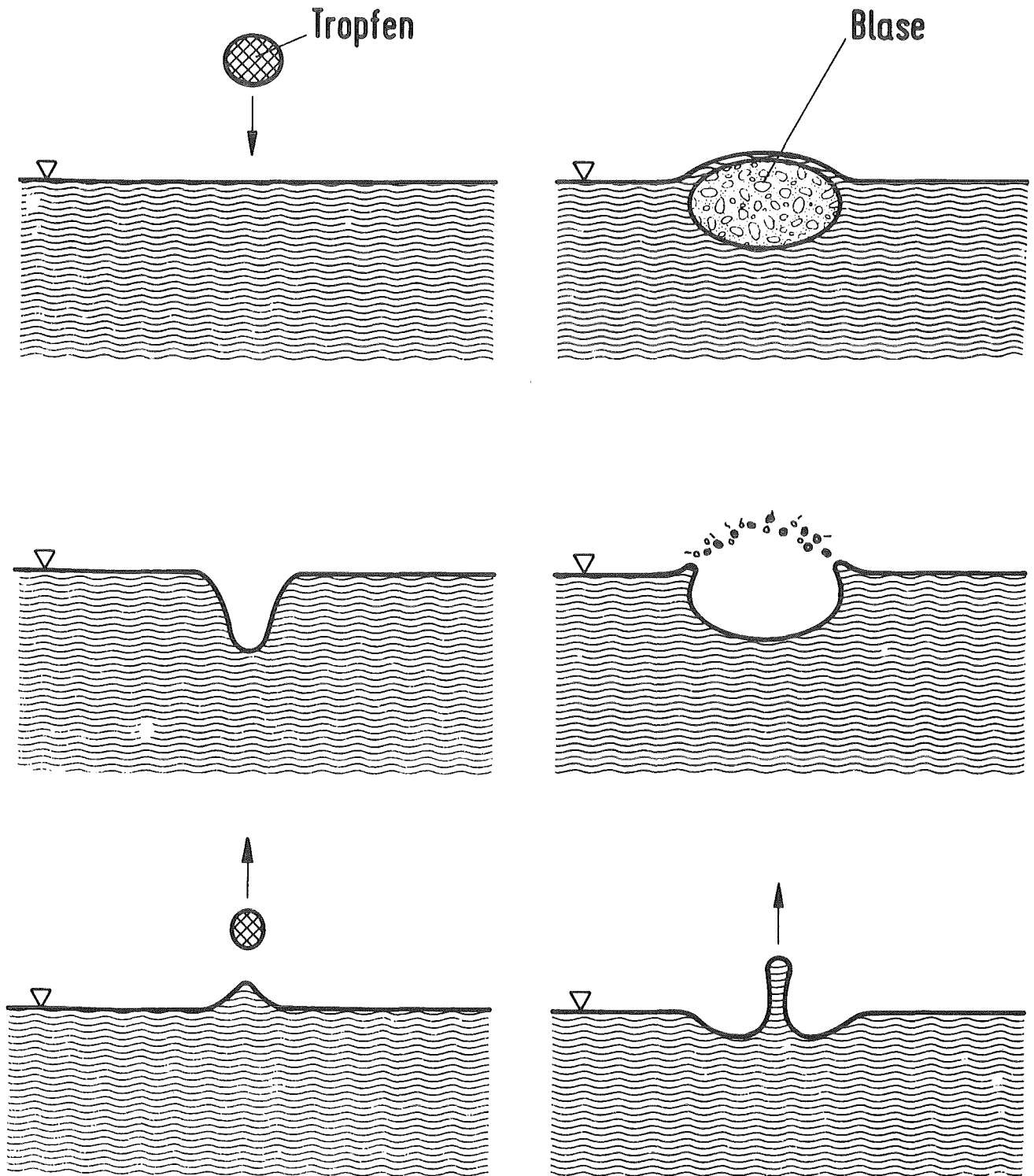
Abb.31 : λ_{lokal} als Funktion von Dampfdruck der lokalen Verdampfung ΔP_{ev}

5.2.2 Phänomenologisches Modell für die verzögerte Fragmentation

Bei der verzögerten Fragmentation reicht die Größe des Triggerdrucks nicht aus, um beim Filmkollaps eine Instabilität der Tropfenoberfläche hervorzurufen zu können. Das heißt man hat den Fall

$$\lambda_{DW} < \lambda_{Kr}$$

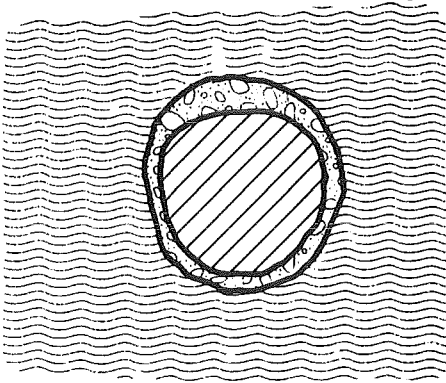
Da zunächst keine Oberflächeninstabilität entsteht, wird in nur begrenztem Umfang eine um ΔA größere Oberfläche des Tropfens erzeugt. Die Wärmeübertragung wird nicht sprunghaft vergrößert. Es wird nur verhältnismäßig kleine Masse Dampf zusätzlich produziert. Bei der Verdampfung, die dem Filmkollaps folgt, wird ein Impuls an den Tropfen übertragen. Dies geschieht an diskreten Punkten der Tropfenoberfläche und zwar dort, wo lokale Verdampfung stattgefunden hat. Der Tropfen wird durch die Impulsübertragung dynamisch angeregt. An der Tropfenoberfläche befinden sich zu diesem Zeitpunkt Orte, in denen Oberflächenenergie gespeichert ist. Aus der Literatur sind Beispiele [35, 36] bekannt, bei denen gespeicherte Oberflächenenergie in Form von Flüssigkeitsstrahlen freigesetzt wird. Die Abb. 32 zeigt hierfür einige Beispiele. Auch bei der verzögerten Fragmentation findet ein solcher Vorgang statt, d.h. es werden Flüssigkeitsstrahlen produziert, die dann zur Ablösung kleiner Tröpfchen von der ursprünglichen Tropfenoberfläche führen. Die experimentellen Beobachtungen unterstützen diese Interpretation (Abschnitt 4.2.3). Die vom ursprünglichen Tropfen abgelösten kleinen Tröpfchen werden spätestens nach dem Durchdringen der Dampfschicht beim Kontakt mit dem umgebenden Kühlmittel abgebremst. Diese Tröpfchen haben die Funktion eines Wärmespeichers für die Dampfschicht und halten die Dampfmasse um den Tropfen herum längere Zeit aufrecht. Damit wird erklärbar, warum eine relativ dicke Dampfschicht in einer unterkühlten Flüssigkeit ohne sichtliches Anzeichen der Kondensation bzw. des Kollapses aufrecht erhalten werden kann. Der Dampfkollaps wird letztlich durch stark beschleunigte Flüssigkeitsstrahlen ausgelöst, wie es im Bild e) der Abbildung 33 veranschaulicht dargestellt ist. Die Abbildung 33 stellt den Verlauf der verzögerten Fragmentation schematisch dar. Die kinetische Energie der Flüssigkeitsstrahlen ist dabei so groß, daß sie den gleichen Effekt bewirken, wie ein ausreichend großer Trigger bei der prompten Fragmentation. Wie im Abschnitt 4.2.2 beschrieben, sind die Vorgänge, die zur verzögerten Fragmentation führen, sehr komplex. Sie können nur in begrenztem Umfang beobachtet werden, da sie sich innerhalb einer dichten Dampfschicht abspielen. Daher sind die Mechanismen, die zu einer verzögerten Fragmentation



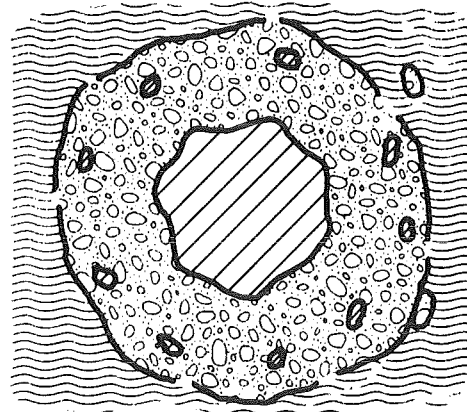
a) Fallen eines Tropfens auf einen Flüssigkeitsspiegel

b) Zerplatzen der Luftblase an der Flüssigkeitsoberfläche

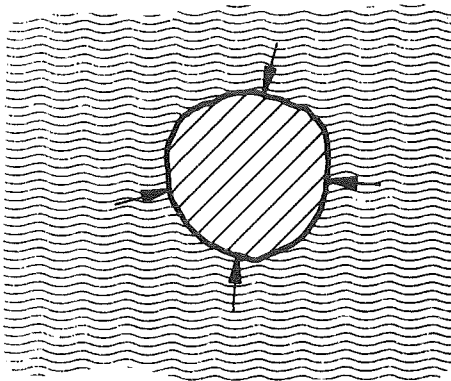
Abb. 32 Beispiele für die Flüssigkeitsstrahlbildung durch die freigesetzte Oberflächenenergie



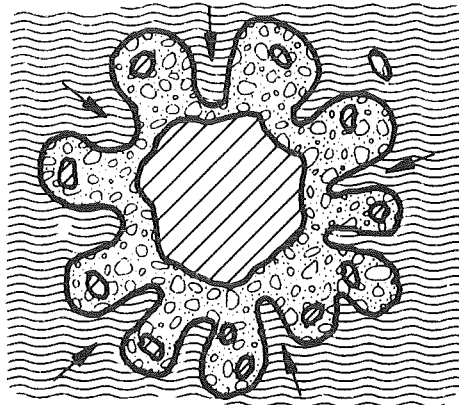
a) Filmsieden vor Ankunft der Druckstörung



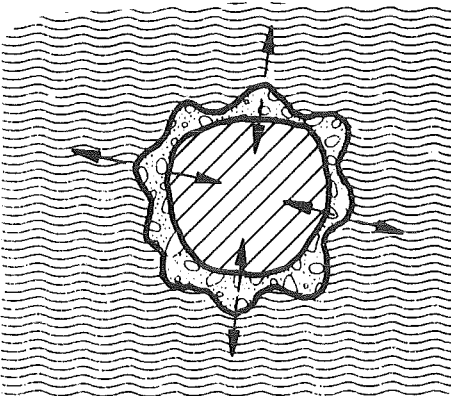
d) Dampfschicht mit abgelösten Tröpfchen



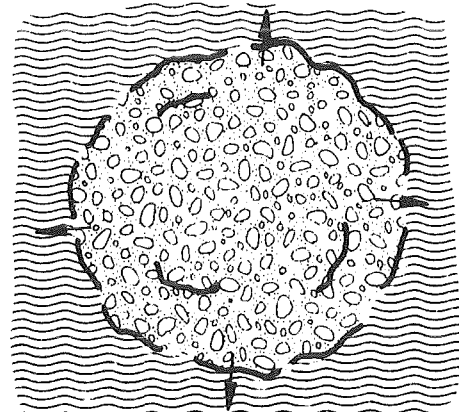
b) Filmkollaps



e) Kollaps in Form von Wasserstrahlen



c) Verdampfung



f) Fragmentation

Abb. 33 Schematische Darstellung der Vorgänge, die zur verzögerten Fragmentation führen

führen, auch noch nicht ausreichend verstanden. Ein Kriterium, unter welchen Bedingungen die verzögerte Fragmentation einsetzt (also eine Schwelle nach unten), kann demzufolge noch nicht abgeleitet werden.

5.2.3 Diskussion des vorgeschlagenen phänomenologischen Modells für die Fragmentation

Die Fragmentationsmechanismus, der im Abschnitt 5.2.1 diskutiert wurde, ist auf drei Annahmen aufgebaut:

1. Das Auftreten der Taylor-Instabilität in der Endphase des Dampffilmkollapses.
2. Das Vorhandensein eines Kriteriums für die Stabilität der Tropfenoberfläche.
3. Die Wellenlänge der lokalen Störung (λ_{lokal}) kann durch die Theorie der Taylor-Instabilität näherungsweise beschrieben werden.

Die Annahme, daß die Taylor-Instabilität auftritt, ist wie folgt plausibel begründbar:

Im Abschnitt 4.2.1.2 wurde gezeigt, daß in der Endphase des Dampffilmkollapses eine Vorzeichenumkehr der Beschleunigung der Phasengrenzfläche stattfindet, d.h. die Beschleunigung ist in dieser Phase vom Medium der kleineren Dichte (Dampf) zu dem der größeren Dichte (Wasser) hin gerichtet. Im Abschnitt 4.2.1.2 wurde für den Zeitpunkt 320 μs ermittelt, daß die Wellenlänge der am stärksten wachsenden Taylor-Instabilität $\lambda_m = 0,4$ mm ist. Diese Länge ist von gleicher Größenordnung wie die Abstände der weißen Punkte auf dem Tropfen, die in den Filmaufnahmen beobachtet wurden (z.B. Abb. A1.13 und A5.1-B).

Auch die zweite oben aufgeführte Annahme kann als plausibel eingestuft werden. Das experimentelle Ergebnis, daß eine Triggerschwelle für den Übergang von der verzögerten zur prompten Fragmentation bei vorgegebener Tropfentemperatur existiert, deutet auf das Vorhandensein einer nichtlinearen Abhängigkeit der Fragmentation vom Triggerdruck hin. Die Triggerschwelle nimmt mit zunehmender Tropfentemperatur ab. Als Ursache wurde die von der Temperatur des Kupfertropfens abhängige Oberflächenspannung identifiziert, d.h. ein Stabilitätskriterium der Tropfenoberfläche muß für die experimentell beobachtete Triggerschwelle verantwortlich sein.

Die dritte Annahme, daß die Wellenlänge der lokalen Störung λ_{lokal} durch die Wellenlänge der Taylor-Instabilität in erster Näherung hinreichend genau beschrieben werden kann, ist zunächst nur eine Hypothese, die experimentell

nicht direkt verifiziert werden konnte. Diese Annahme stützt sich auf eine physikalisch begründbare Analogie zwischen der Taylor-Instabilität und der von der lokalen Verdampfung verursachten Störung.

6. Schlußbemerkung

In der vorliegenden Arbeit wurden Experimente und ihre Ergebnisse vorgestellt, die zum Ziel hatten, den Fragmentationsmechanismus, der bei Dampfexplosionen auftritt, im einzelnen zu untersuchen. Die Experimente sind durch die folgenden Merkmale charakterisiert:

- Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera mit einer maximalen Aufnahme-
frequenz von 100.000 Bildern pro Sekunde
- Anwendung eines Triggers zur Einleitung des Fragmentationsmechanismus
- Verwendung von geschmolzenen Kupfertropfen als heiße Flüssigkeit und Wasser
als kalte Flüssigkeit
- Aufheizung der Kupferproben in drei unterschiedlichen Atmosphären;
in einer Normalatmosphäre, und zwei reduzierenden Atmosphären (Formier-
gas und Kohlenstoffmonoxyd).

Bei den Experimenten wurden zwei unterschiedliche Fragmentationstypen beobachtet: die prompte und die verzögerte Fragmentation. Bei beiden Fragmentationstypen war das Drucksignal als Folge der thermischen Wechselwirkung größer als der Triggerdruck. Die prompte Fragmentation unterscheidet sich von der verzögerten Fragmentation dadurch, daß die Zeitspanne zwischen Triggerdruck und Fragmentationsdruck unterschiedlich groß ist. Bei der prompten Fragmentation liegt sie in der Größenordnung von einigen zehntel Millisekunden, bei der verzögerten Fragmentation im Bereich mehrerer Millisekunden.

Bei einer vorgegebenen Temperatur des Kupfertropfens ist das Auftreten der prompten bzw. der verzögerten Fragmentation von der Größe des Triggerdrucks abhängig. Mit zunehmender Größe des Triggers geht eine verzögerte Fragmentation in eine prompte Fragmentation über. Dieser Übergang erfolgt bei einem bestimmten Schwellenwert der Triggerstärke. Der Schwellenwert nimmt bei den Versuchen in einer Normalatmosphäre mit steigender Tropfentemperatur ab. Diese Abhängigkeit der Triggerschwelle von der Tropfentemperatur ist auf eine Änderung der Oberflächenspannung des Kupfers zurückzuführen. Mit steigender Tropfentemperatur sinkt die Oberflächenspannung des Kupfers, wenn die Aufheizung in einer Normalatmosphäre erfolgt, da mit höherer Tropfentemperatur der Sauerstoffgehalt des Kupfertropfens ansteigt und die Oberflächenspannung des Kupfers mit steigendem Oxydgehalt sinkt.

Mit der Hochgeschwindigkeitskamera konnten erstmals Aufnahmen gemacht werden, in denen die Kinetik des Dampffilmkollapses und der Fragmentation mit ausreichender Zeitauflösung beobachtet wurde. Dadurch wurde eine phänomenologische Beschreibung dieser Vorgänge möglich. Als eines der wesentlichen Ergebnisse der Filmaufnahmen ergab sich, daß es in der Endphase des Dampffilmkollapses zur Ausbildung von Taylor-Instabilitäten an der Dampf-Wasser-Grenzfläche kommt. Die Filmaufnahmen liefern ausreichende Information, um die Vorgänge bei der prompten Fragmentation beschreiben zu können. Um die verzögerte Fragmentation vollständig verstehen zu können, sind weitergehende Untersuchungen notwendig, da die Vorgänge innerhalb des Dampffilms nicht in genügendem Detail beobachtet werden können.

Auf der Grundlage der Filmaufnahmen und der zusammenfassenden Auswertung aller Experimentserien wurde ein phänomenologisches Modell des prompten Fragmentationsmechanismus entwickelt und dargestellt. Es betrachtet den heißen Flüssigkeitstropfen als fremderregtes System, bei dem die Fremderregung durch lokale Verdampfung überhitzter Flüssigkeit an den Spitzen der Taylor-Instabilität an der Dampf-Wasser-Grenzfläche hervorgerufen wird. Diese Taylor-Instabilitäten treten in der Endphase des Dampffilmkollapses auf. Die Tropfenoberfläche wird durch ein Muster von Druckspitzen lokal angeregt, dessen charakteristische Länge durch die Wellenlänge der Taylor-Instabilität vorgegeben ist. Wird ein Stabilitätskriterium an der Tropfenoberfläche aufgrund dieser Anregung überschritten, so setzt Fragmentation ein. Das Stabilitätskriterium ist im wesentlichen nur von der Oberflächenspannung des heißen Tropfens abhängig. Wenn auch das phänomenologische Modell zur prompten Fragmentation durch die experimentellen Ergebnisse bestätigt wird, bleibt die Frage einer quantitativen Bestätigung offen. Um eine quantitative Aussage zu machen, müßte die Wechselwirkung zwischen Triggerpuls, Kinetik des Dampffilmkollapses und Stabilitätsbedingung des Flüssigkeitstropfens theoretisch besser verstanden sein. Erst dann könnte eine quantitative Bestätigung des hier vorgetellten phänomenologischen Modells auf der Grundlage der erstmals vorgestellten experimentellen Ergebnisse erfolgen.

Liste der Literatur

- / 1 / Briggs A.J., Fishlock T.P., Vaughan G.J.: "A Review of Progress with Assessment of MFCI Phenomenon in Fast Reactors Following the CSNI Spec. Mtg. in Bournemouth, April 1978", Proc. ANS/ENS Int. Mtg. on Fast Reactor Safety Techn., Seattle Wash., 1979, Vol III, S. 1502 - 1511
- / 2 / Bankoff S.G.: "Vapor Explosions" in: "Nuclear Reactor Safety Heat Transfer", Jones O.C. Ed., Hemisphere Pub.Co., 1981, S. 695 - 728
- / 3 / Long.: "Explosions of Molten Aluminium in Water: Cause and Prevention", Metal Progress, Vol.71, S.107 - 112, 1957
- / 4 / "Core Meltdown Experimental Review", Sandia Laboratories, Albuquerque New Mexico, SAND 74-0382, 1975
- / 5 / Benz R., Fröhlich G., Unger H.: "Literaturstudie zur Dampfexplosion", BMFT-RS 76, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Univ. Stuttgart (Febr. 1976)
- / 6 / Cronenberg A.W., Benz R.: "Vapor Explosion Phenomena with Respect to Nuclear Reactor Safety Assessment" in: Adv. in Nuclear Science and Technology, Vol. 12, 1978, S. 247 - 334
- / 7 / Anderson D.R., Armstrong R.P.: "R-22 Vapor Explosions", in: Nuclear Reactor Heat Transfer, A.A.Bishop et. al. Eds., Annual ASME Winter Meeting: Nuclear Safety Heat Transfer Section, Atlanta Georgia, November 1977, S. 31 - 45
- / 8 / Schumann U.: "Dampfexplosion - Physikalische Grundlagen und Bezug zur Reaktorsicherheit", KfK 3388, August 1982
- / 9 / Dullforce T.A., Buchanan D.J., Peckover R.S.: "Self-triggering and small-scale Fuel-Coolant Interactions Experiment", Journal of Physical Dynamics, Vol. 9, S. 1295 - 1303, 1978
- / 10 / Fry C.J., Robinson C.H.: "Experimental Observations of Propagating Thermal Interactions in Metal/Water Systems", OECD-SCNI Spec. Mtg. on FCI, Bournemouth UK., 1979, CSNI Report No. 37, Vol. 2, S. 329 - 362

- / 11 / Corradini M.L., Mitchell D.Z., Nelson L.S.: "Recent Experiments and Analysis Regarding Steam Explosions with Simulant Molten Reactor Fuels", Fuel-Coolant Interactions, The Winter Annual Meeting of ASME Washington D.C., November 1981, HTD-Vol. 19, S. 49 - 64
- / 12 / Kottowski H., Mehr K., Grossi G.: "Vapor Explosion Studies in a Constrained Geometrie and Forced Fragmentation and Mixing", Fuel-Coolant Interactions, The Winter Annual Meeting of ASME, Washington D.C., November 1981, HTD-Vol. 19, S. 17 - 30
- / 13 / Amblard M.: "Preliminary Results of a Contact Between 4 Kg of Molten UO₂ and Liquid Sodium", Proc. of the 3rd Spec. Meeting on Na/Fuel Interaction in Fast Reactor, Tokyo Japan, March 26-27, 1976, S. 545-560
- / 14 / Colgate S.A., Sigurgeirsson T.: "Dynamic Mixing of Water and Lava", Nature, Vol. 244, S. 552 - 555, August 1973
- / 15 / Fröhlich G., Schmidt E., Osswald H.: "Dampfexplosion bei Thermischen Reaktionen von zwei Flüssigkeiten", IKE Bericht K-44, Juli 1973
- / 16 / Bird M.J.: "Thermal Interactions Between Molten Uranium - Dioxide and Water: An Experimental Study Using Thermite Generated Uranium-Dioxide": Fuel-Coolant Interactions, The Winter Annual Meeting of ASME, Washington D.C., November 1981, HTD - Vol. 19, S. 41 - 48
- / 17 / Ivins R., Octal : "Reactions of Water as Initiated by a Power Excursion in a Nuclear Reactor", Nuclear Science and Engineering, Vol. 25, S. 131 - 144, 1966
- / 18 / Glenk M.S., Hobbins R.R.: "Analysis of Molten Fuel-Coolant Interaction During a Reactivity Initiated Accident Experiment", Fuel-Coolant Interactions, The Winter Annual Meeting of the ASME, Washington D.C., November 1981, HTD-Vol. 19, S.1 - 16
- / 19 / Menzenhauer P., Peppler W., Will H.: "Out-of-Pile Simulation

of Mild TOP: Development of Pin Failure, Material Movement and Relocation in Bundle Geometry", Proc. ANS/ENS Int. Mtg. on Fast Reactor Safety Technology, Seattle Wash. August 1979, Vol. IV, S. 2041 - 2049

/ 20 /

Hicks E.P., Menzies D.C.: "Theoretical Studies on the Fast Reactor Maximum Accident", Proc. Conf. on Safety, Fuel, and Core Design in Large Fast Power Reactor", ANL-7120, 1965, S. 654 - 670

/ 21 /

Fauske H.K.: "On the Mechanisms of Uranium Dioxide Sodium Explosive Interactions", Nuclear Science and Engineering, Vol. 51, S. 95 - 101, 1973

/ 22 /

Board S.J., Hall R.W., and Hall R.S.: "Detonation of Fuel Coolant Explosions", Nature, Vol. 254, S. 319 - 321, March 1975

/ 23 /

Jacobs H.: "Computational Analysis of Fuel-Sodium Interactions with an Improved Method", CONF-761001, International Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago 1976, Vol. III, S. 926 - 935

/ 24 /

Fischlock T.P.: "Calculations on Propagating Vapor Explosions for the Aluminium / Water and UO₂ / Sodium Systems", Fourth CSNI Spec. Mtg. on FCI in Nuclear Reactor Safety, Bournemouth, CSNI Report No. 37, Vol. 1, S. 54 - 80

/ 25 /

Fauske H.K.: "Some Aspects of Liquid Liquid Heat Transfer and Explosive Boiling", CONF-740401-P3, Proc. of the Fast Reactor Safety Meeting, Beverly Hills CA. April 1974, S. 992 - 1005

/ 26 /

Jäger J.C., Carslaw H.S.: "Conduction of Heat in Solid", Clarendon Press, 1959

/ 27 /

Simpkins P.G., Bales E.L.: "Water Drop Response to Sudden Accelerations", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 55, S. 629 - 639, 1972

/ 28 /

Schriewer J.: "Zur Theorie der hydrodynamischen Fragmentation von Flüssigkeitstropfen in flüssigen Medien durch Stoßwellen mit Anwendung auf die Systeme Hg/H₂O, Fe/H₂O, Stahl, Na, NO₂/Na", Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Univ. Stuttgart, 1980

- / 29 / Buchanan D.J.: "A Model to Fuel-Coolant Interactions",
J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 7, S. 1441 - 1457, 1974
- / 30 / Nelson L.S., Druda P.M.: "Steam Explosion Experiments with
Single Drops of Iron Oxide molten with a CO₂ Laser",
SANDIA, Albuquerque N.M., SAND 81-1346, Sept. 1981
- / 31 / Zyszkowsky W.: "Results of Measurements of Thermal Interaction
Between Molten Metal and Water", KfK 2195, Oktober 1975
- / 32 / Metals Handbook, Vol. 8, American Society for Metals, 1973
- / 32 / Gallois B., Lupis C.H.P.: "Effect of Oxygen on the Surface
Tension of Liquid Copper", Metallurgical Transactions B,
Vol. 12 B, Sept. 1981, S. 549
- / 34 / Inoue A., Bankoff S.G.: "Destabilization of Film Boiling due
to Arrival of a Pressure Shock", Topics in Two-phase Heat
Transfer and Flow, S.G.Bankoff Ed., ASME, N.Y. S.77, 1978
- / 35 / Wolf K.: "Physik und Chemie der Grenzflächen", Springer
Verlag, 1959
- / 36 / Clift R., Grace J.R., Weber M.Z.: "Bubbles Drops and Par-
ticles", Academic Press, 1978

Nomenklatur

N	Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit
J	Anzahl der pro Zeiteinheit produzierten Siedekeime
W_{kr}	zur Bildung eines kritischen Siedekeims notwendige reversible Arbeit
T	absolute Temperatur
T_i bzw. ϑ_i	Kontakttemperatur
T_{hn}	homogene Siedekeimbildungstemperatur
T_{sn}	spontane Siedekeimbildungstemperatur
T_b	dimensionslose Fragmentationszeit
B_0	Bondzahl
Cd	Widerstandsbeiwert
V	Volumen
k	Boltzmann-Konstante
u_r	Relativgeschwindigkeit zwischen dem Tropfen und dem ihn umströmenden Medium
a	Beschleunigung
r	Radius
t_b	Fragmentationszeit
Δt	Zeit, die für Geschwindigkeitsausgleich zwischen dem Tropfen und dem ihn umströmenden Medium benötigt wird
v	spezifisches Volumen
u	innere Energie
p	Druck
c_p	Wärmekapazität
d_m	mittlerer Durchmesser der Fragmente
n	Anzahl von Fragmenten einer mittleren Korngröße pro g Kupfer
Δp_{ev}	effektive lokale Druckdifferenz verursacht durch die lokale Verdampfung
f_{eff}	effektiver Flächenanteil der lokalen Verdampfung
α	Wärmeleitfähigkeit
θ	Kontaktwinkel
ρ	Dichte
σ	Oberflächenspannung

Nomenklatur (Fortsetzung)

δ	charakteristische Länge der beschleunigten Masse
α	Formfaktor
γ	Korrekturfaktor
ϑ	Temperatur

Indizes

k	kalt
h	heiß
d	Tropfen
g	Tropfen umströmendes Medium
H ₂ O	Wasser
cu	Kupfer
DW	Dampd-Wasser-Phasengrenze
Kr	kritisch

Appendix A

Dokumentation des zeitlichen Ablaufs
unterschiedlicher Fragmentationstypen

Inhaltsverzeichnis	Seite
Teil A1: Zeitlicher Ablauf einer prompten Fragmentation am Beispiel des Versuchs G 3 ($\vartheta_{\text{Cu}} = 1300 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{Tr}} = 1.13 \text{ MPa}$) Abb. A 1.1 - A 1.21	98
Teil A2: Zeitlicher Ablauf einer verzögerten Fragmentation am Beispiel des Versuchs H 5 ($\vartheta_{\text{Cu}} = 1300 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{Tr}} = 0.45 \text{ MPa}$) Abb. A 2.1 - A 2.10	103
Teil A3: Zeitlicher Ablauf einer verzögerten Fragmentation mit verfestigter Oberfläche des Tropfens, Versuch H 4 ($\vartheta_{\text{Cu}} = 1240 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{Tr}} = 0.73 \text{ MPa}$) Abb. A 3.1 - A 3.48	118
Teil A4: Zeitlicher Ablauf einer Fragmentation in Formier- gasatmosphäre, Versuch I 5 ($\vartheta_{\text{Cu}} = 1550 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{Tr}} = 1.0 \text{ MPa}$) Abb. A 4.1 - A 4.44	125
Teil A5: Ausgesuchte Einzelaufnahmen aus Experiment mit einer prompten Fragmentation und einer verzögerten Fragmentation Abb. A 5.1 - A 5.4	132

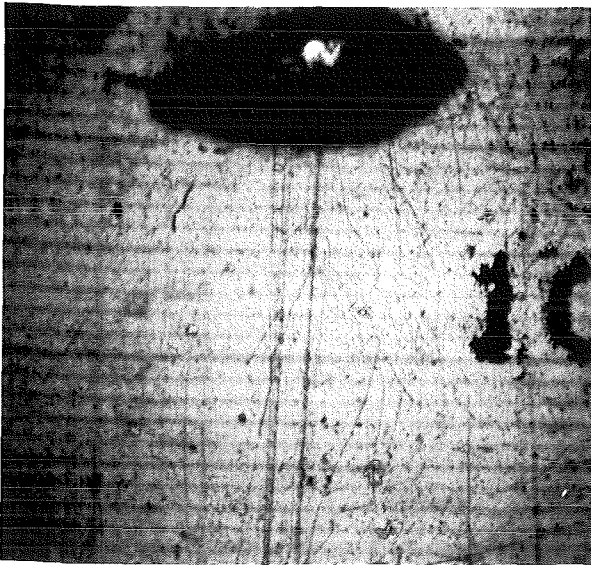
Appendix A, Teil A 1:

Zeitlicher Ablauf einer prompten Fragmentation am

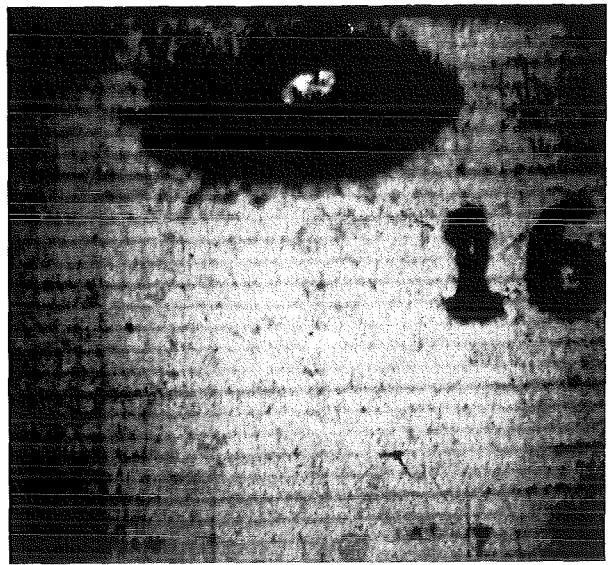
Beispiel des Versuchs G 3

($\vartheta_{\text{Cu}} = 1300 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{Tr}} = 1.13 \text{ MPa}$)

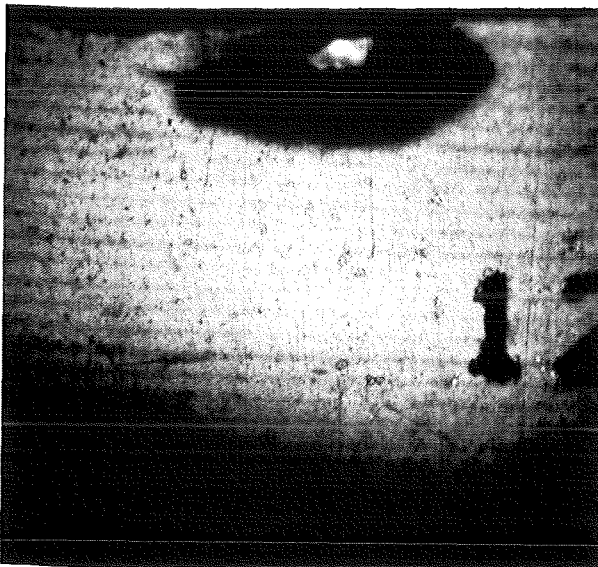
Abb. A 1.1 - A 1.21



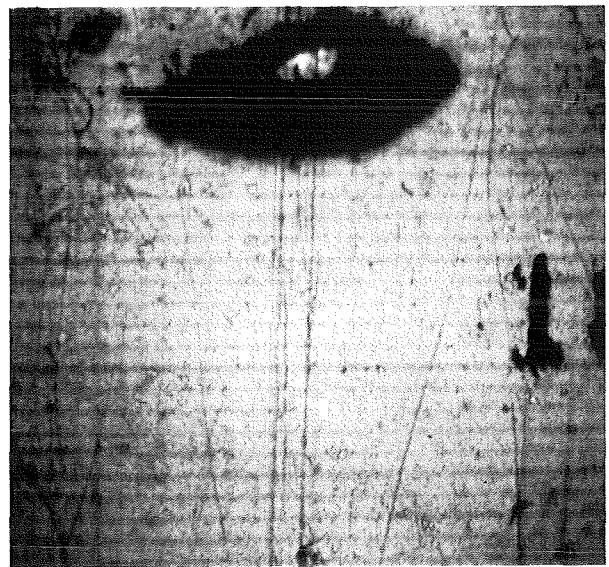
Nr. A 1.1 $t = 100 \mu s$



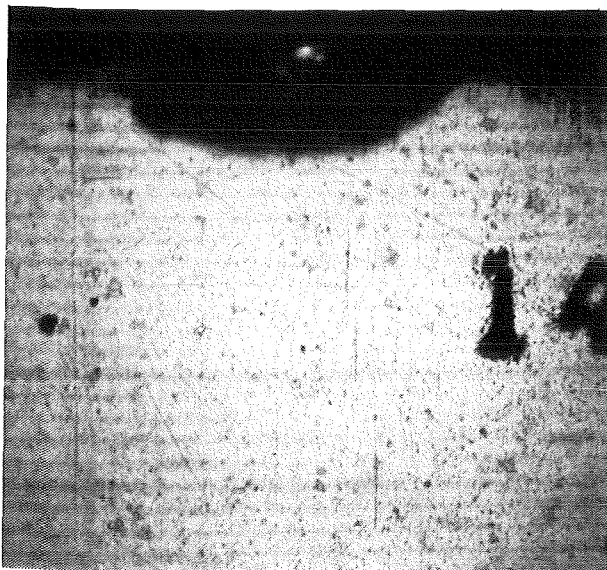
Nr. A 1.4 $t = 160 \mu s$



Nr. A 1.2 $t = 120 \mu s$



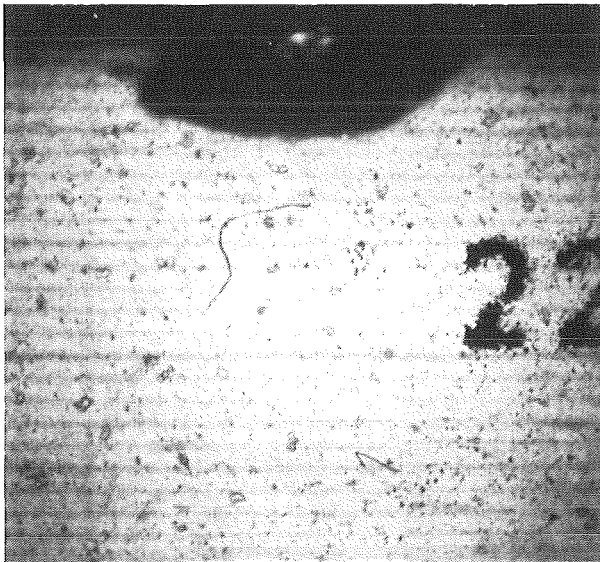
Nr. A 1.5 $t = 180 \mu s$



Nr. A 1.3 $t = 140 \mu s$



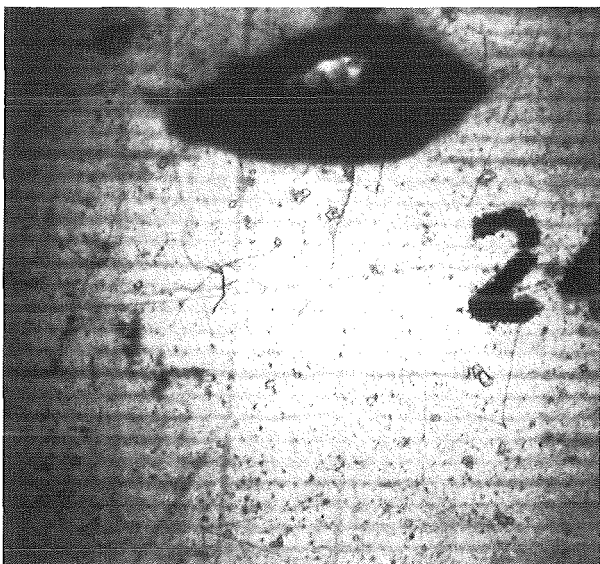
Nr. A 1.6 $t = 200 \mu s$



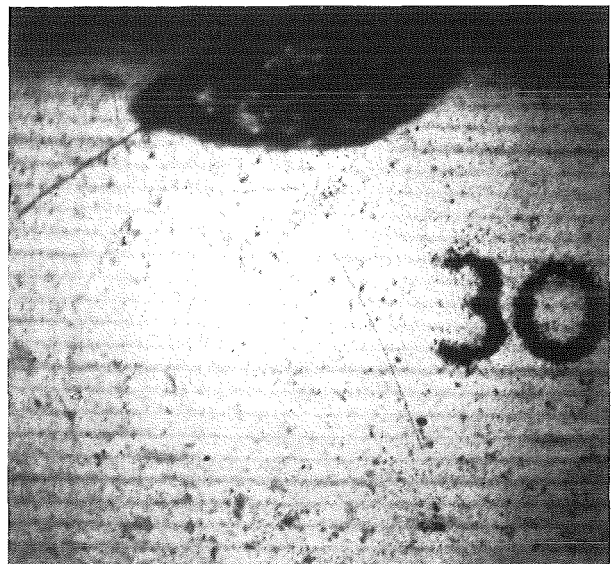
Nr. A 1.7 $t = 220 \mu s$



Nr. A 1.10 $t = 280 \mu s$



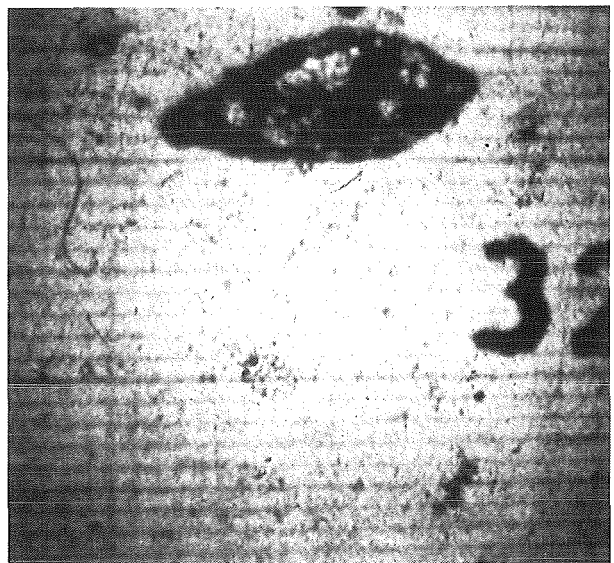
Nr. A 1.8 $t = 240 \mu s$



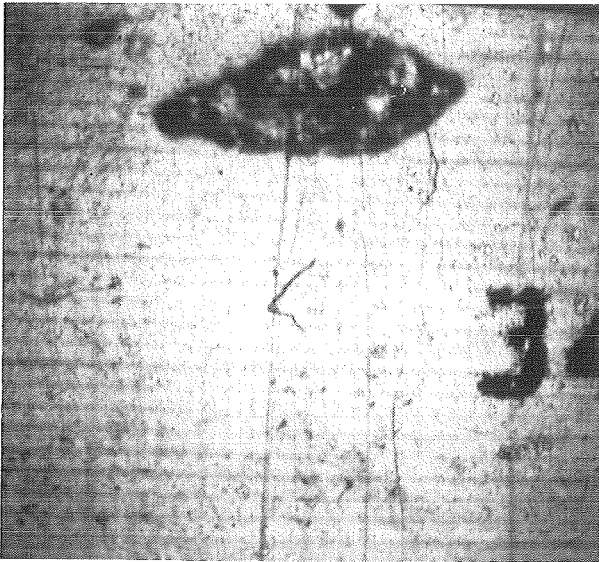
Nr. A 1.11 $t = 300 \mu s$



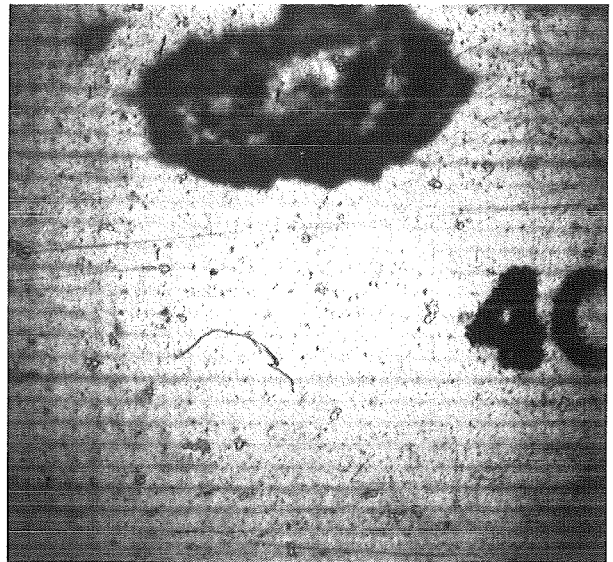
Nr. A 1.9 $t = 260 \mu s$



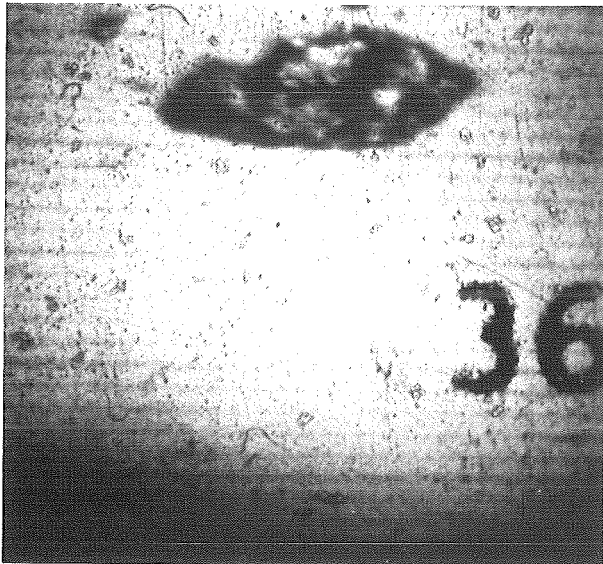
Nr. A 1.12 $t = 320 \mu s$



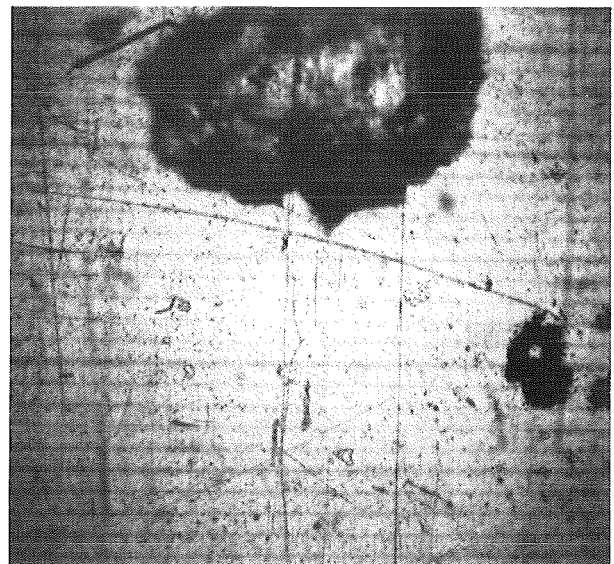
Nr. A 1.13 $t = 340 \mu s$



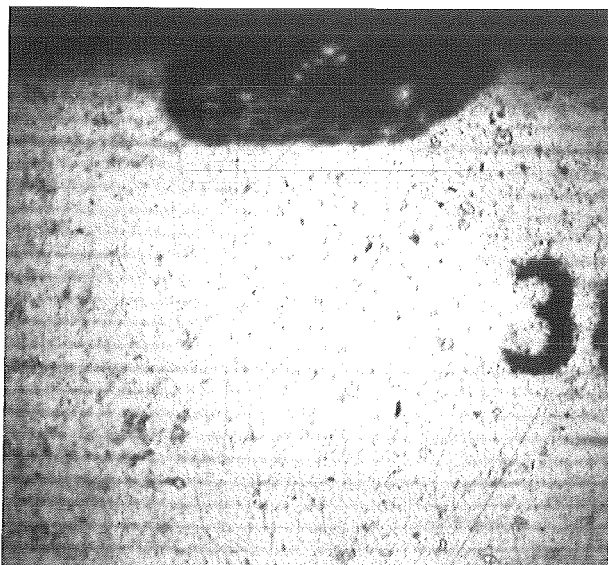
Nr. A 1.16 $t = 400 \mu s$



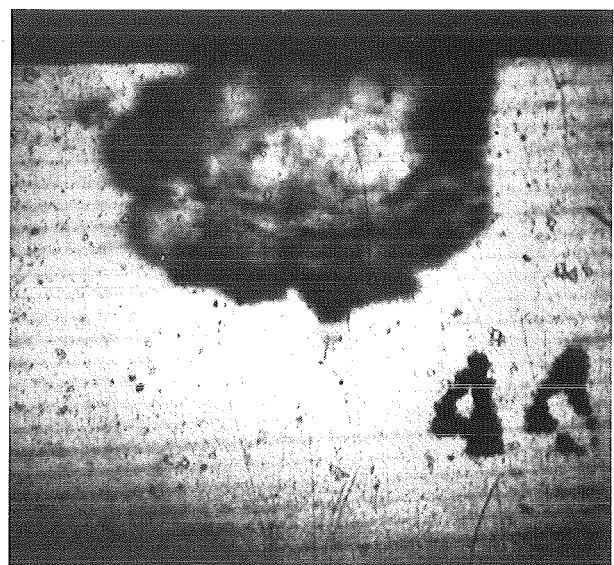
Nr. A 1.14 $t = 360 \mu s$



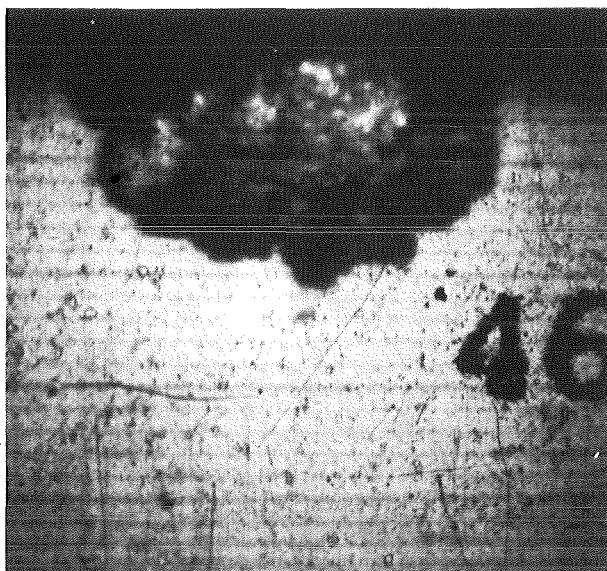
Nr. A 1.17 $t = 420 \mu s$



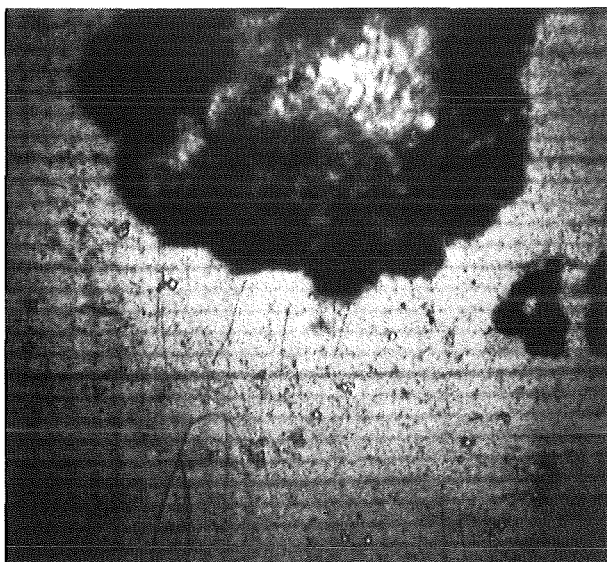
Nr. A 1.15 $t = 380 \mu s$



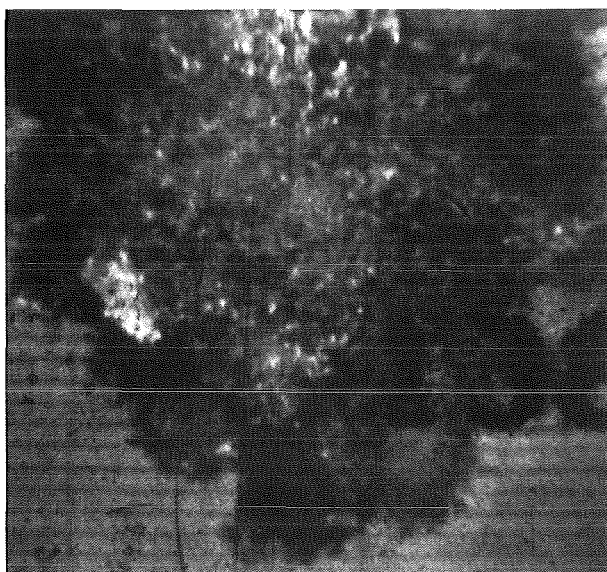
Nr. A 1.18 $t = 440 \mu s$



Nr. A 1.19 $t = 460 \mu s$



Nr. A 1.20 $t = 480 \mu s$



Nr. A 1.21 $t = 1380 \mu s$

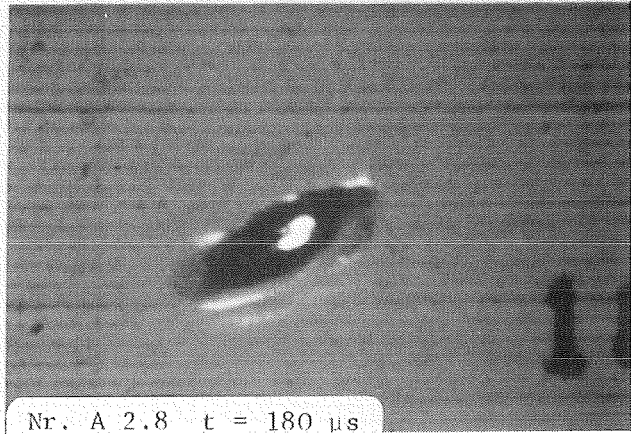
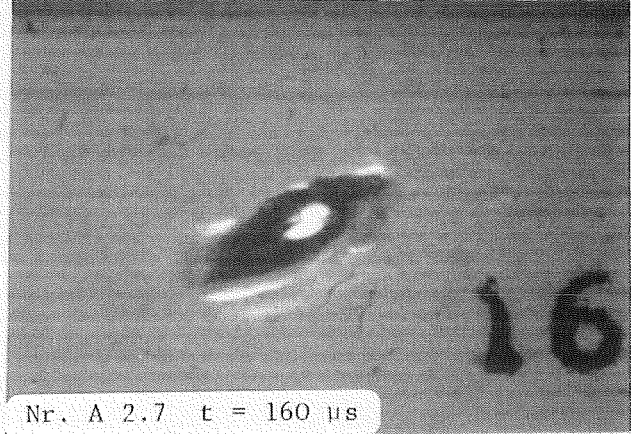
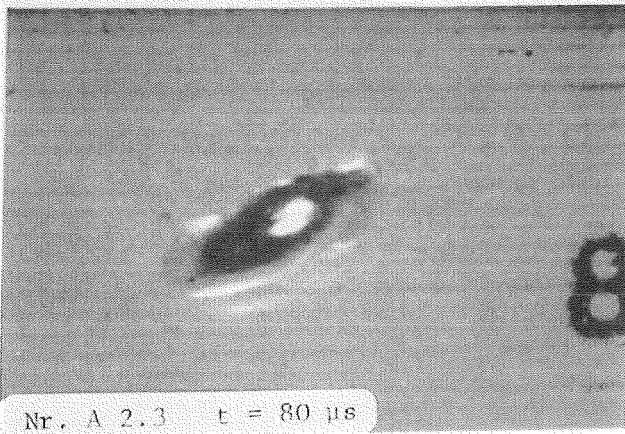
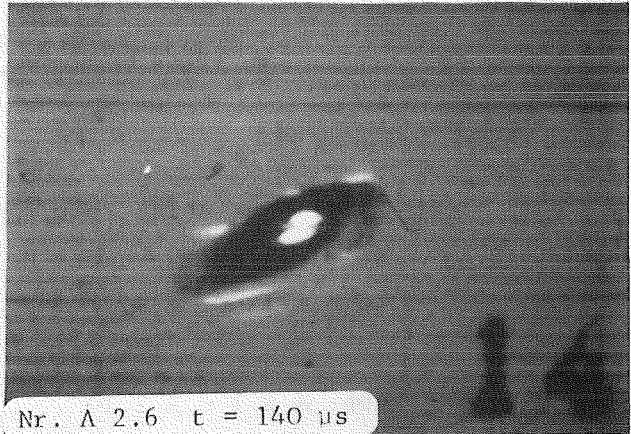
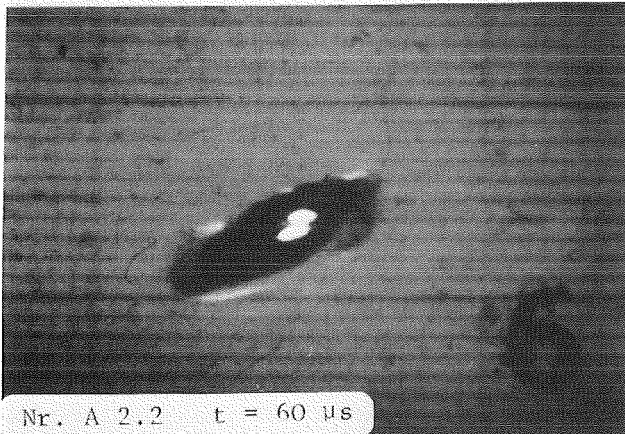
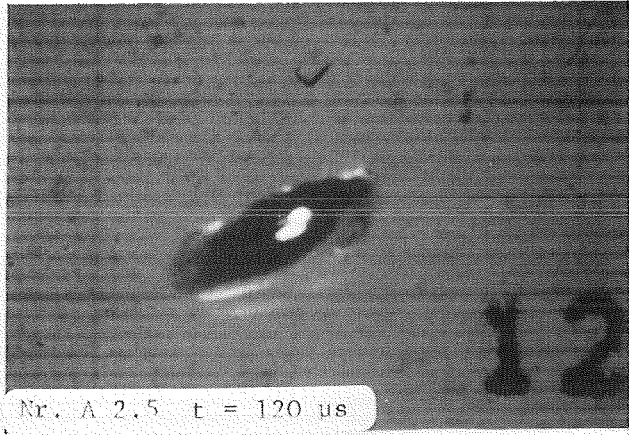
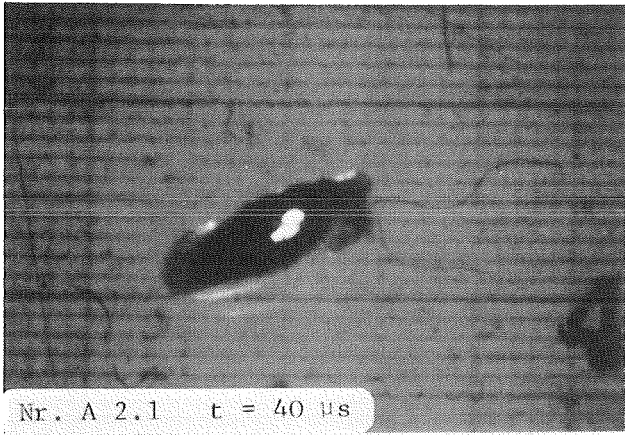
Appendix A, Teil A 2:

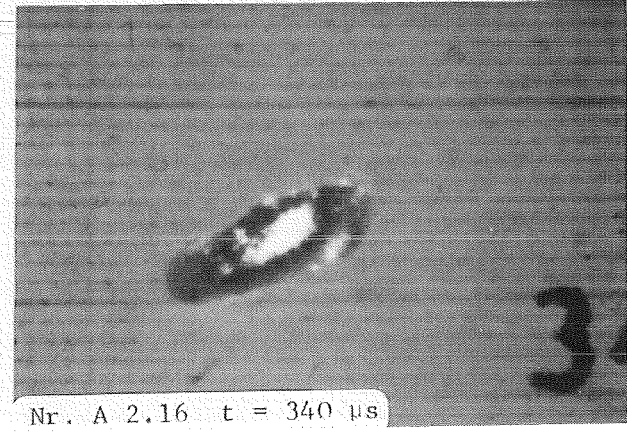
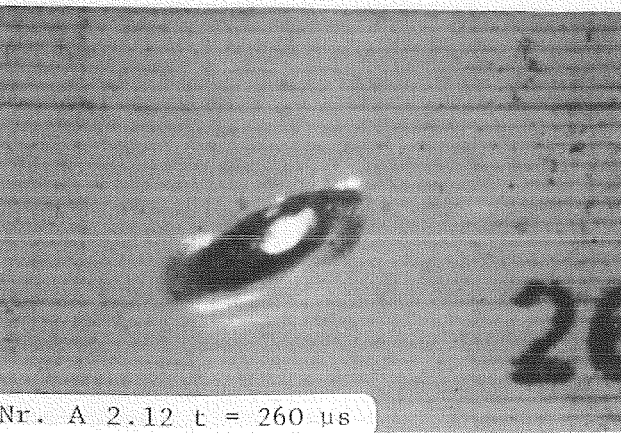
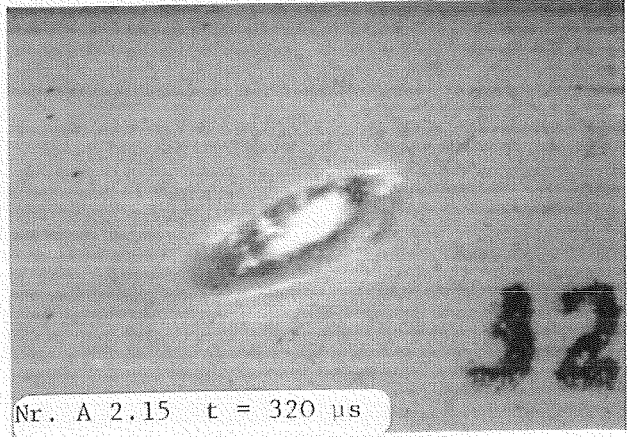
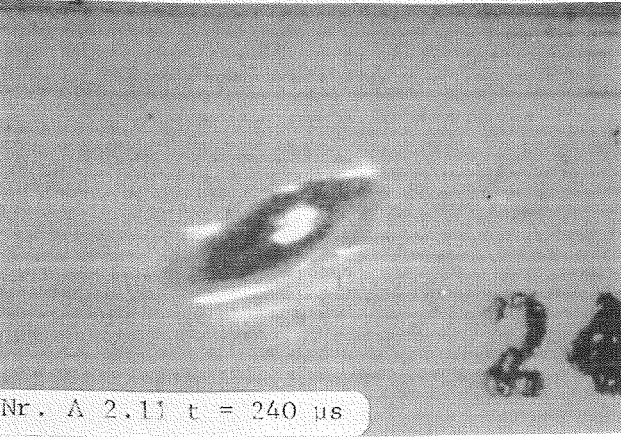
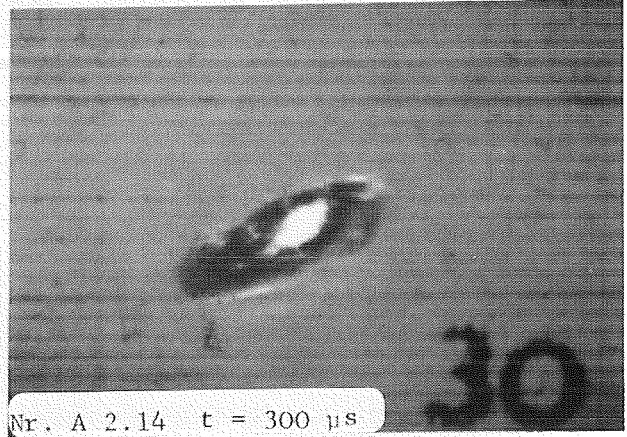
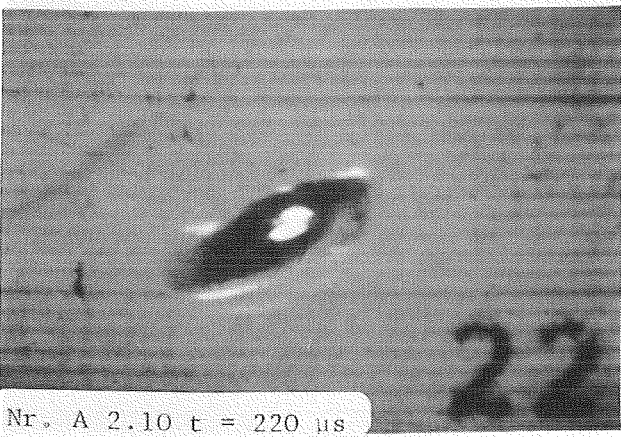
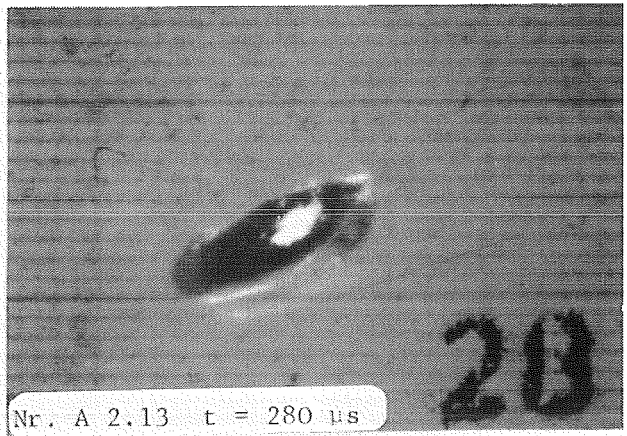
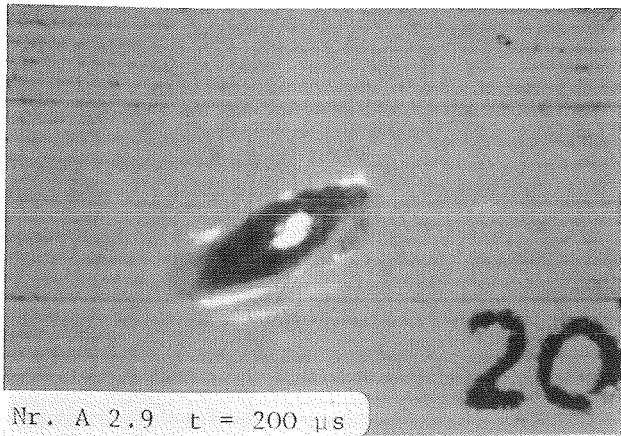
Zeitlicher Ablauf einer verzögerten Fragmentation am

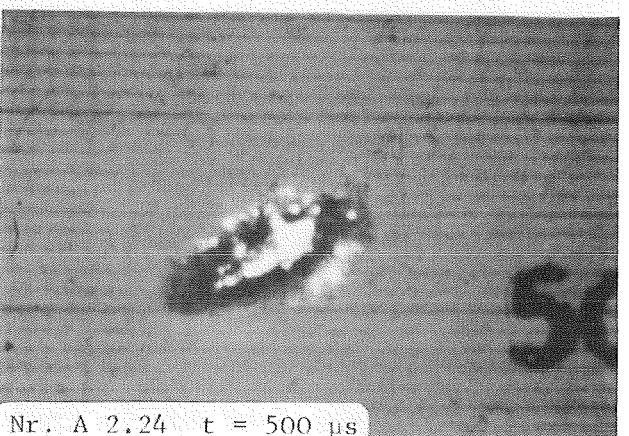
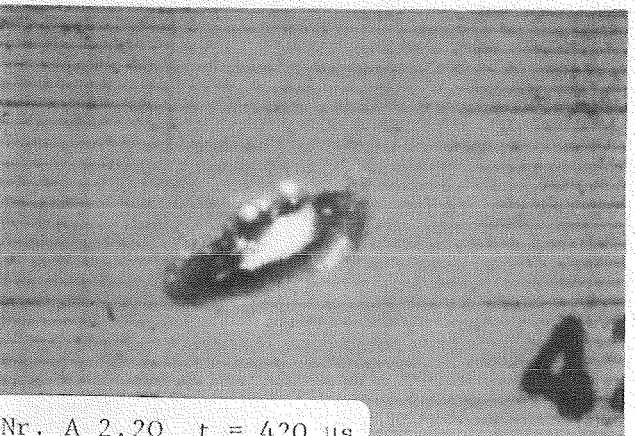
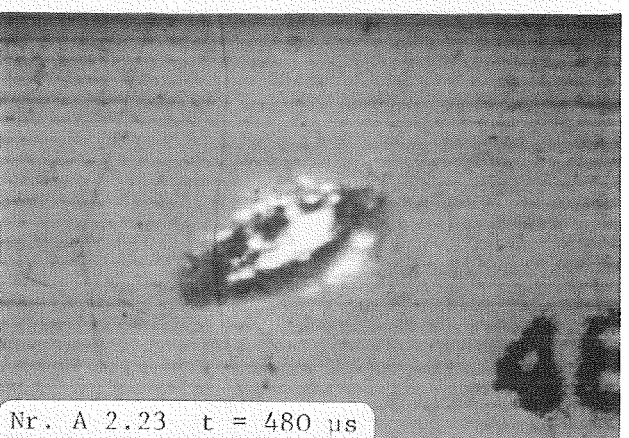
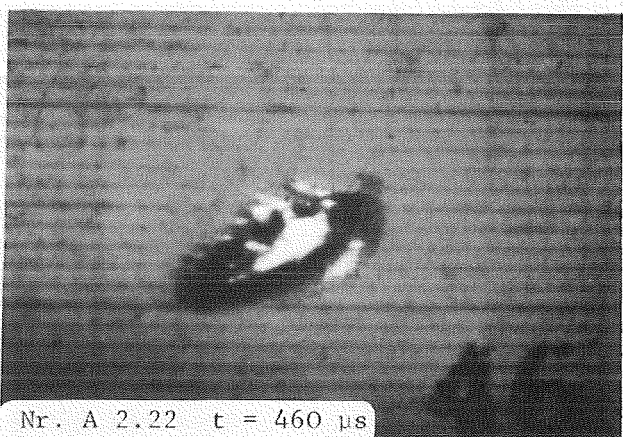
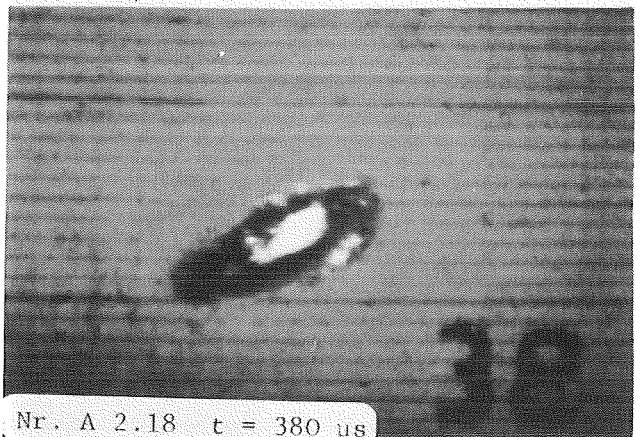
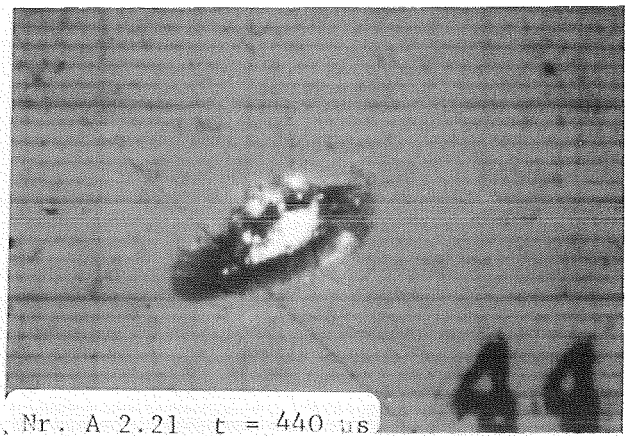
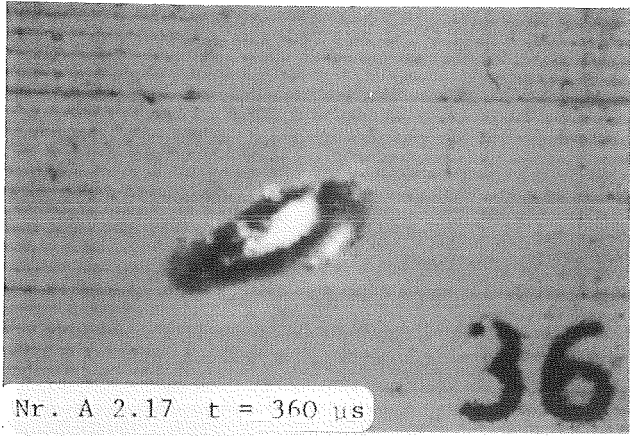
Beispiel des Versuchs H 5

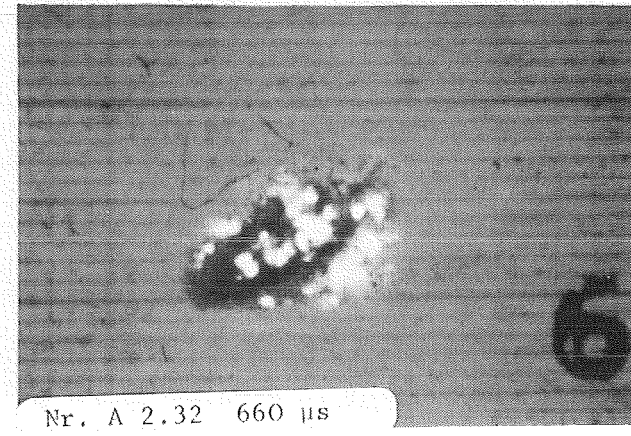
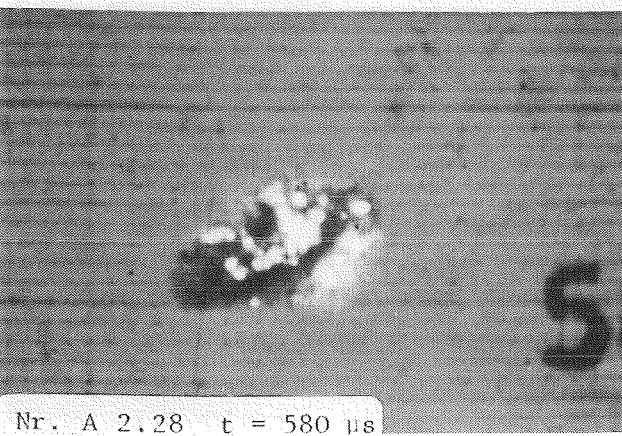
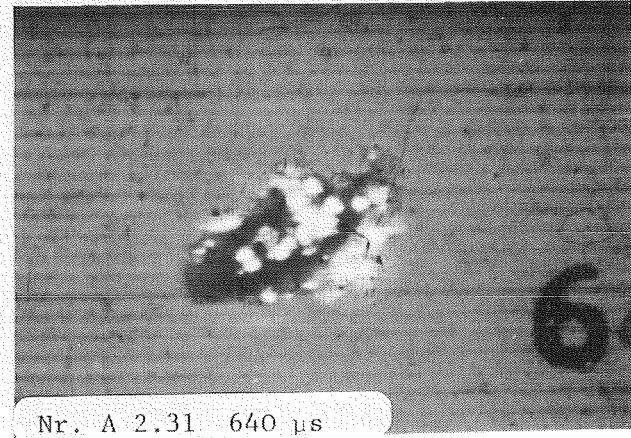
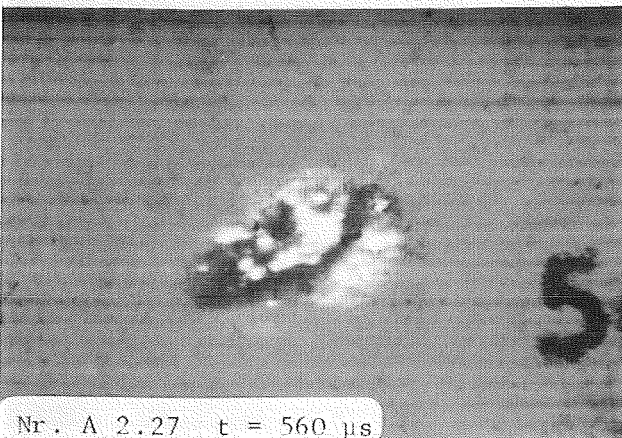
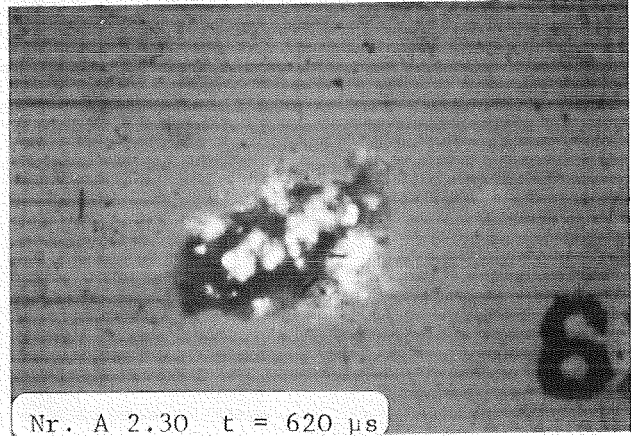
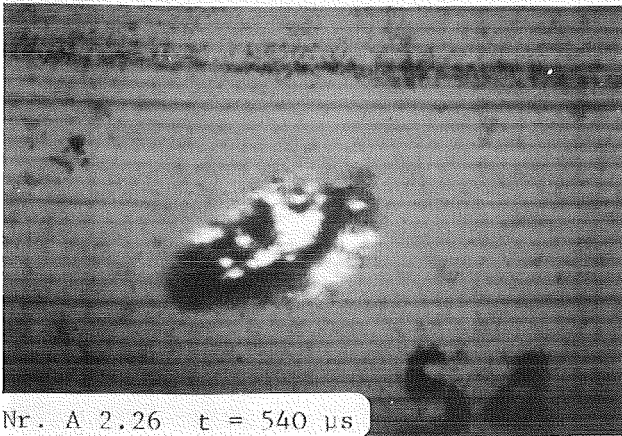
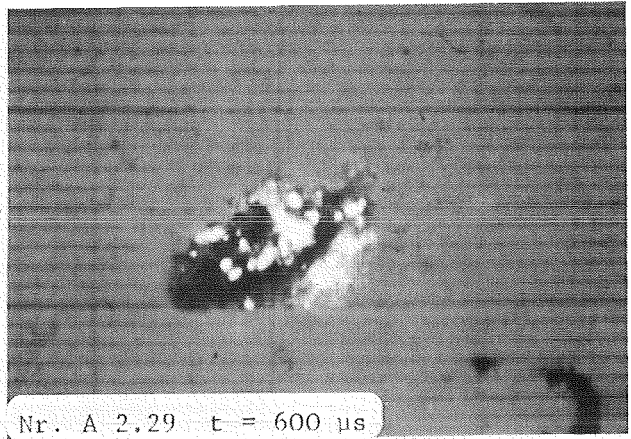
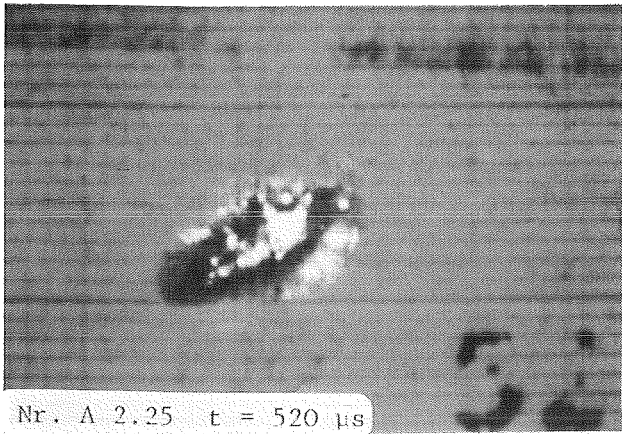
($\vartheta_{\text{Cu}} = 1300 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{Tr}} = 0.45 \text{ MPa}$)

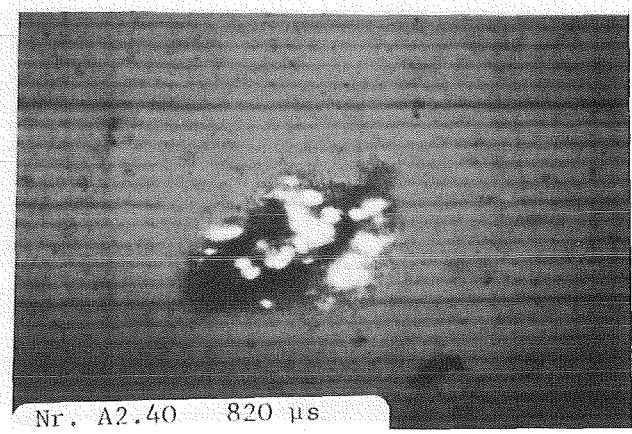
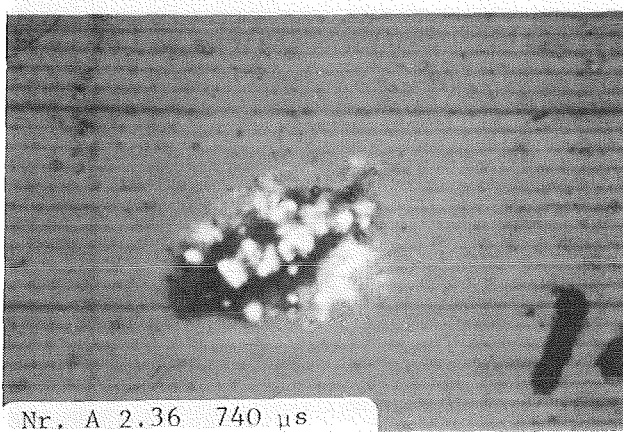
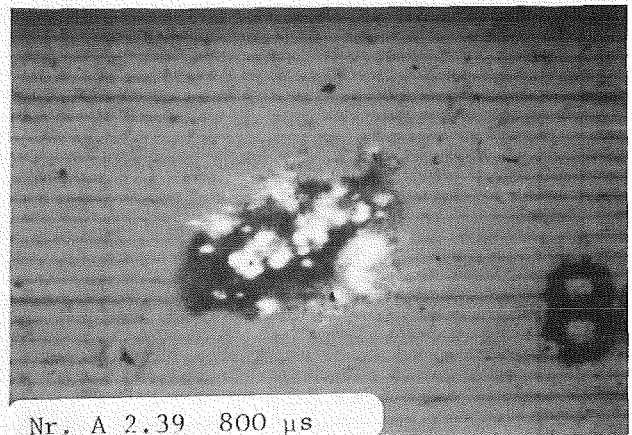
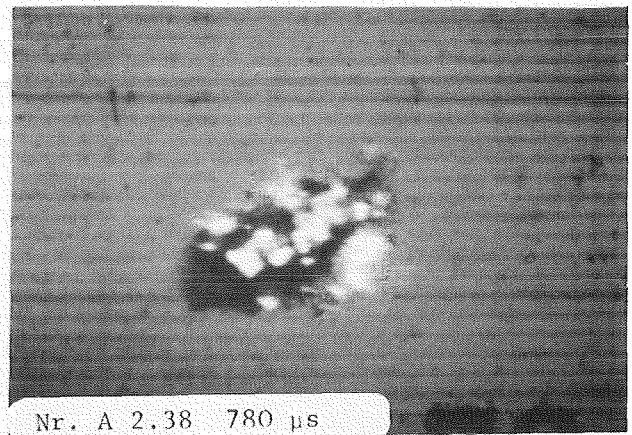
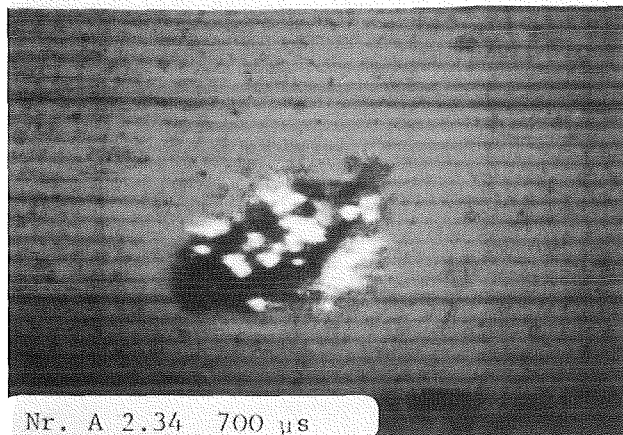
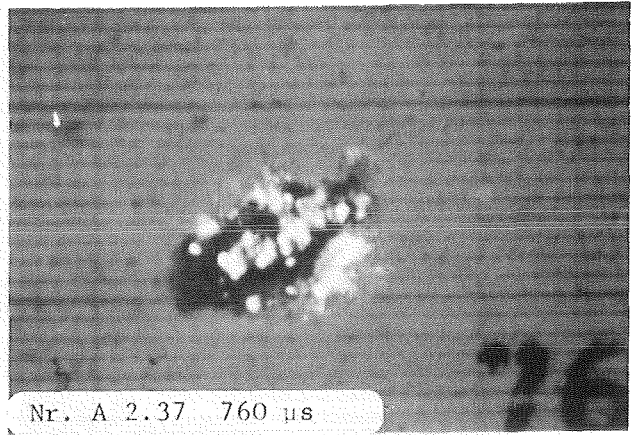
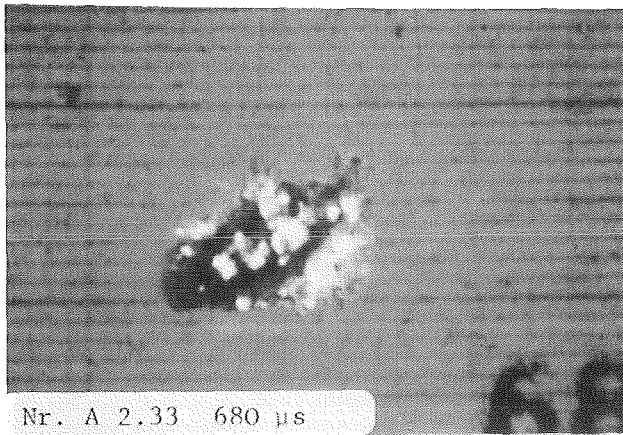
Abb. A 2.1 - A 2.10

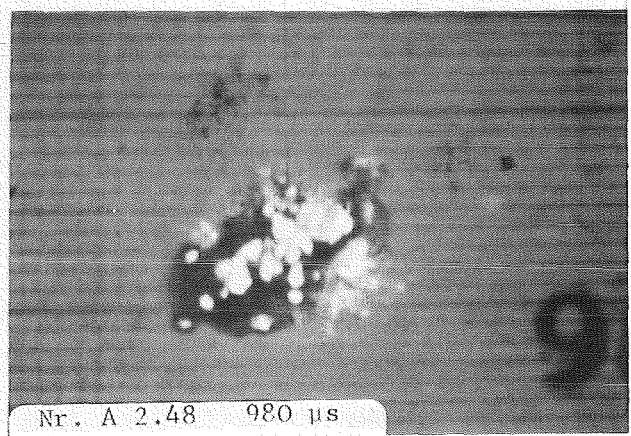
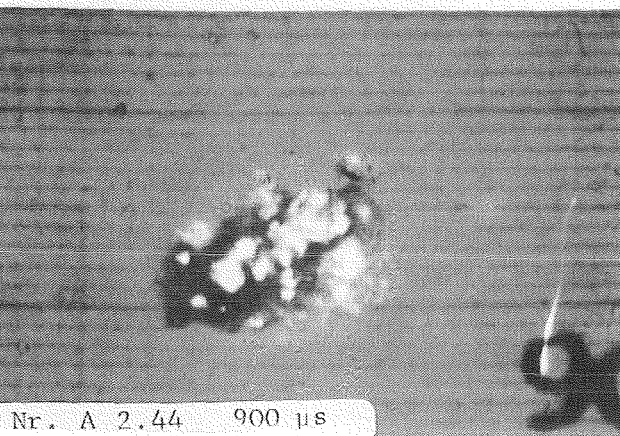
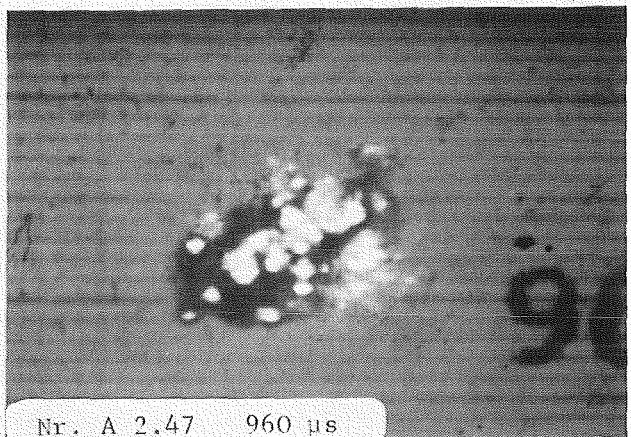
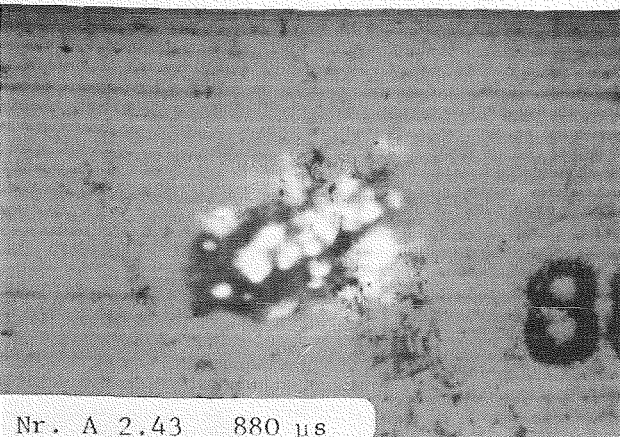
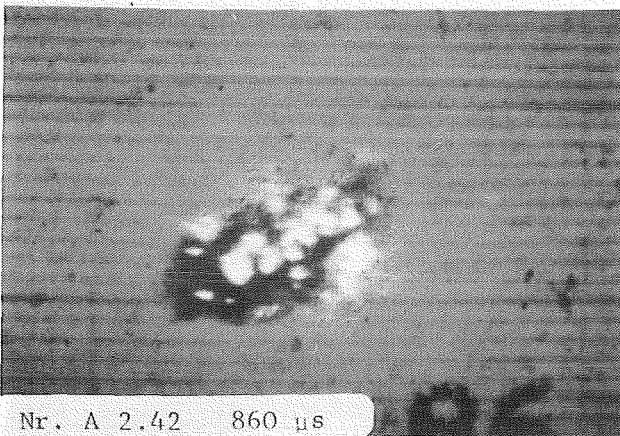
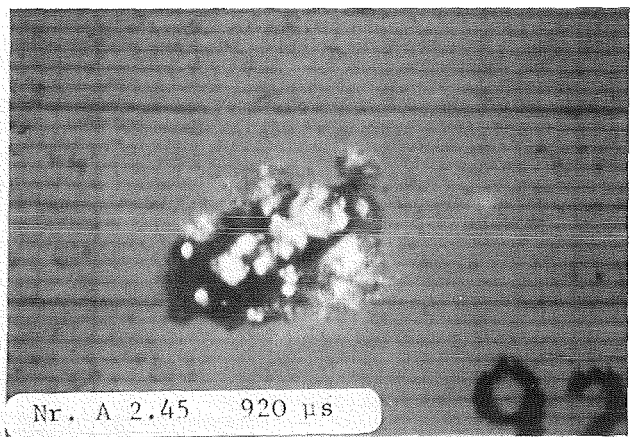
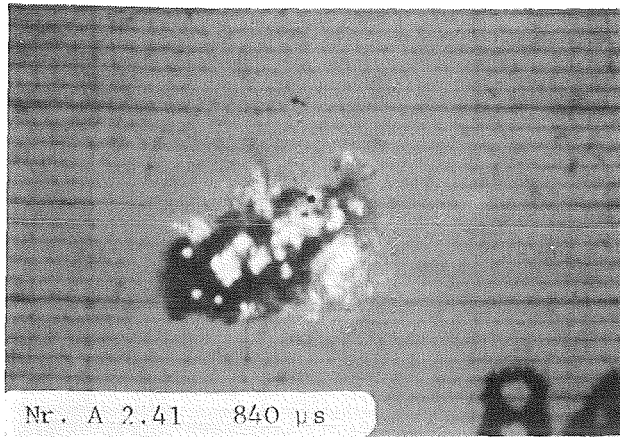


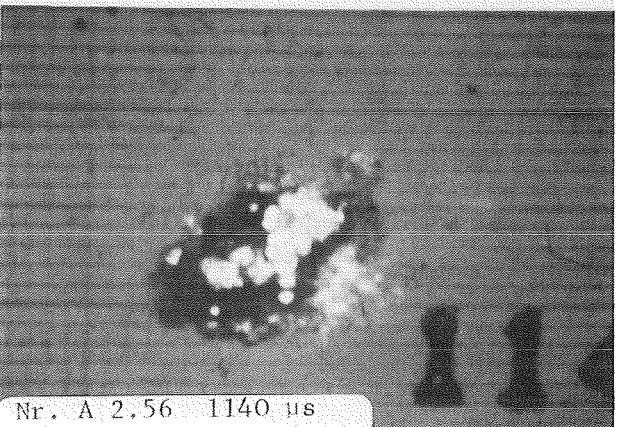
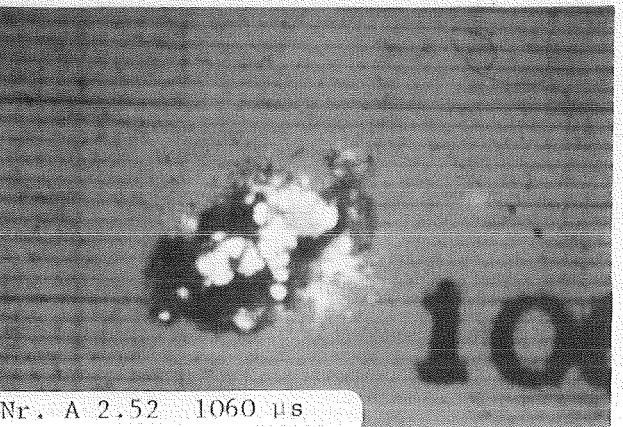
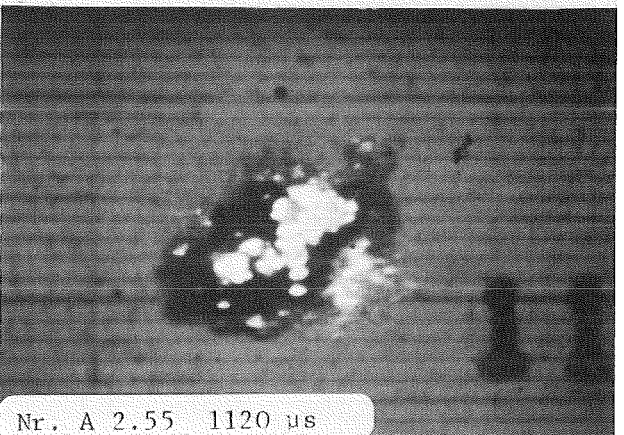
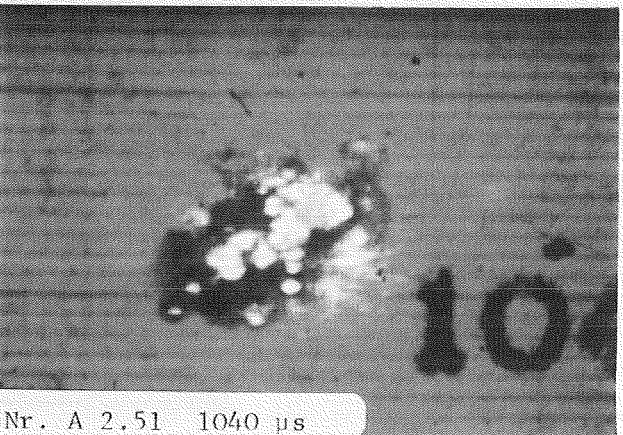
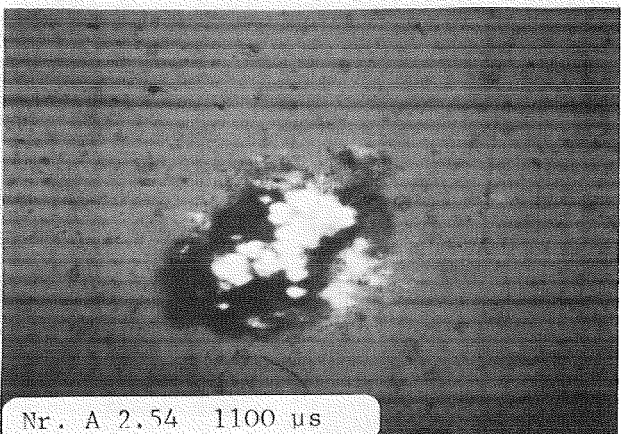
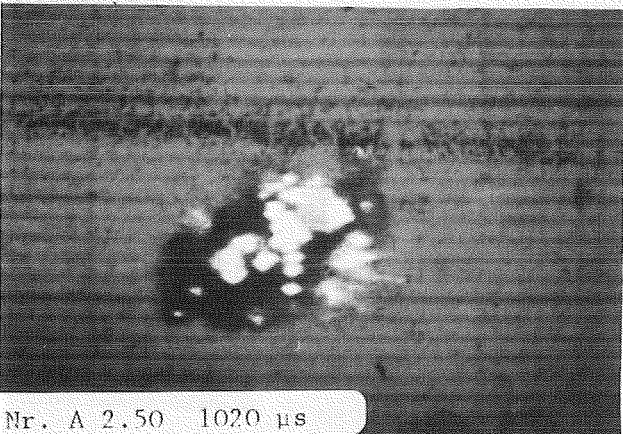
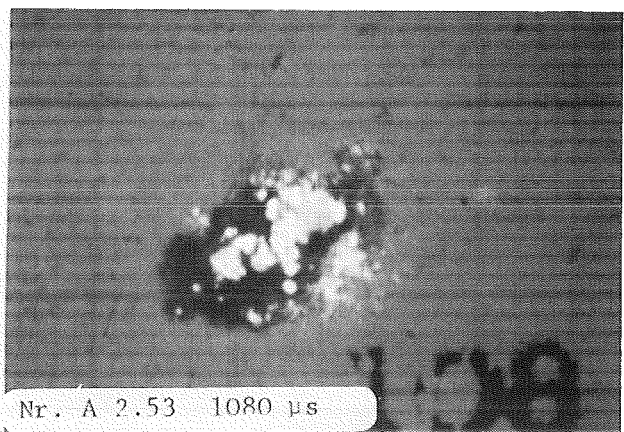
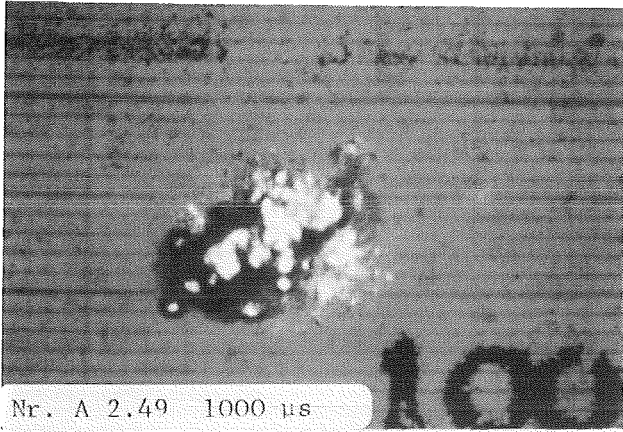


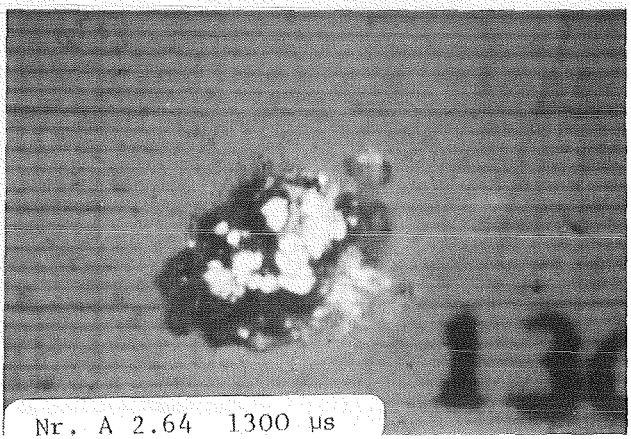
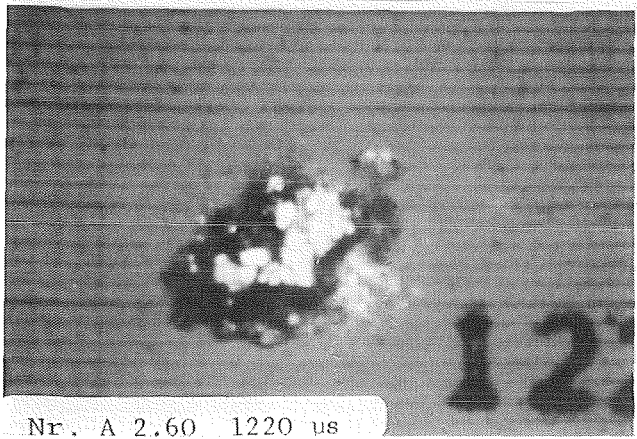
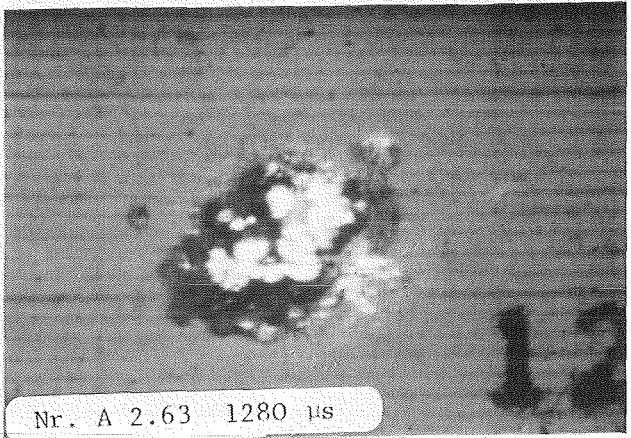
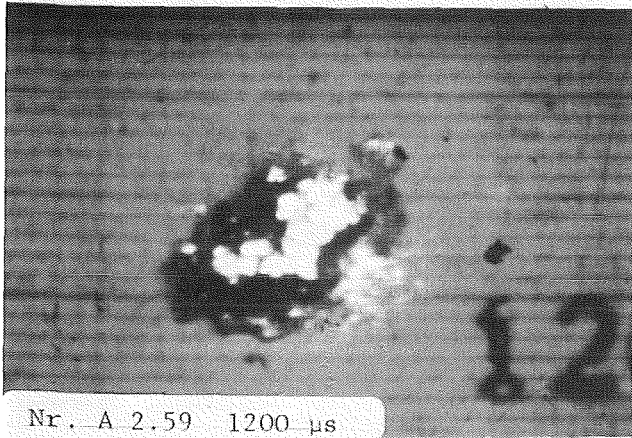
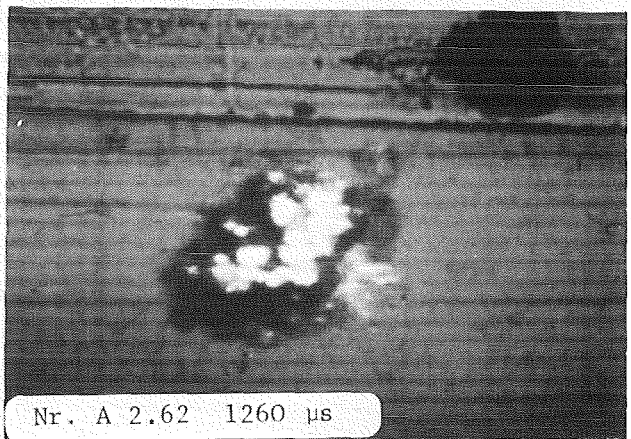
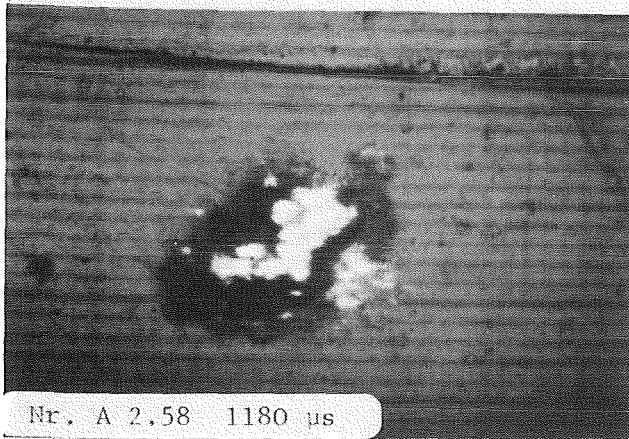
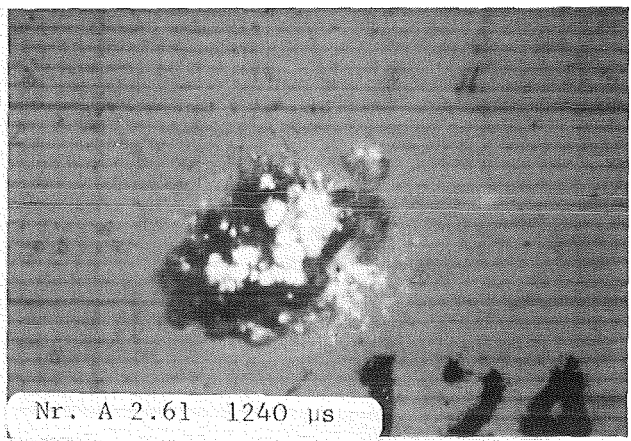
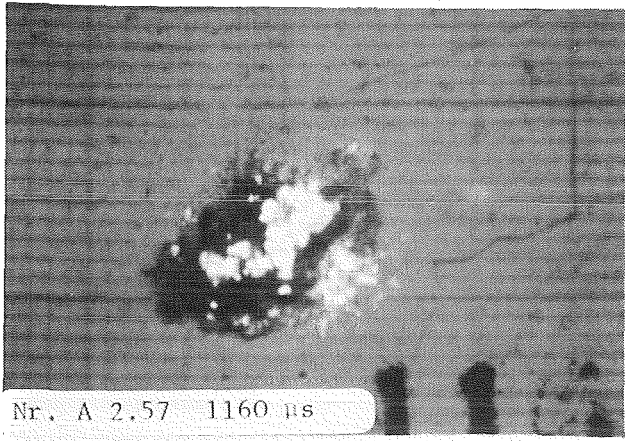


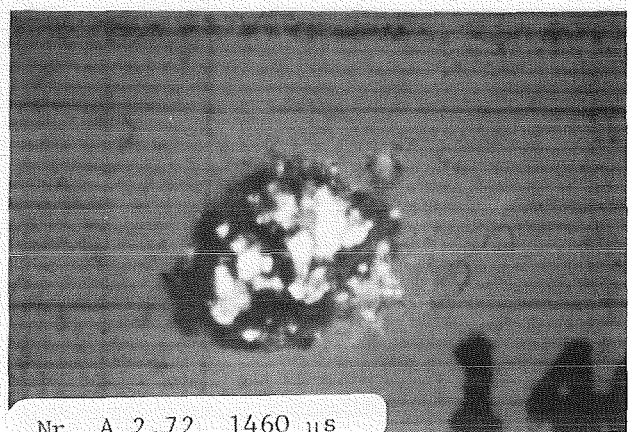
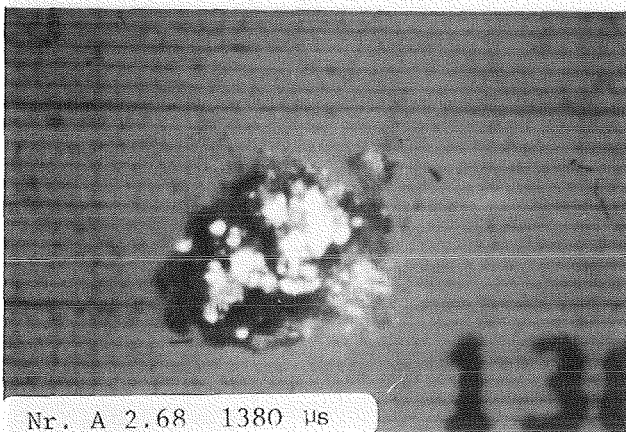
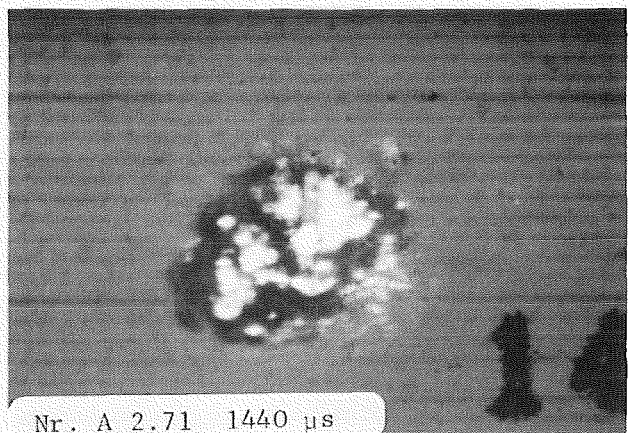
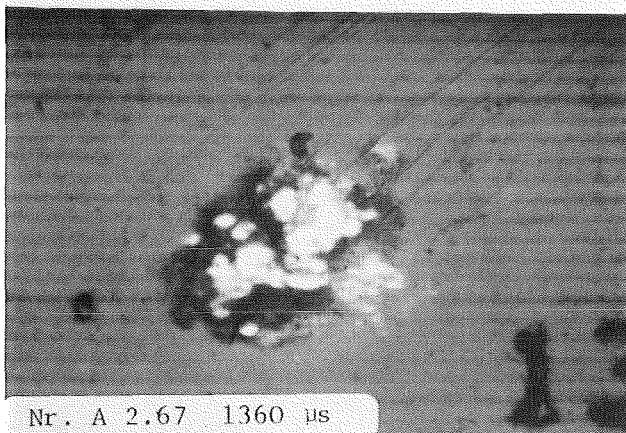
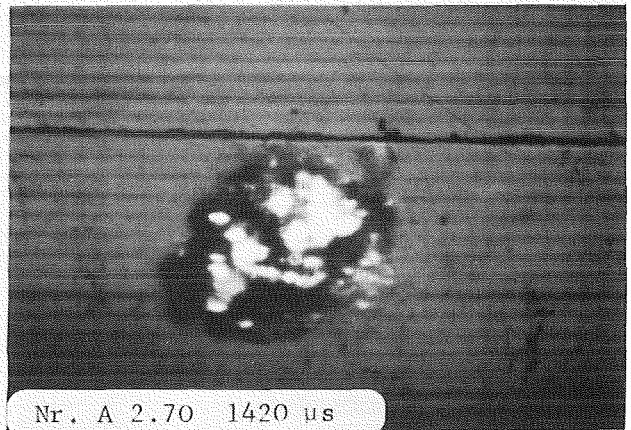
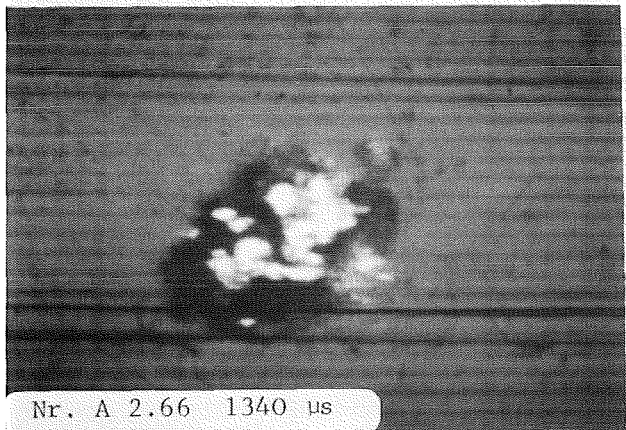
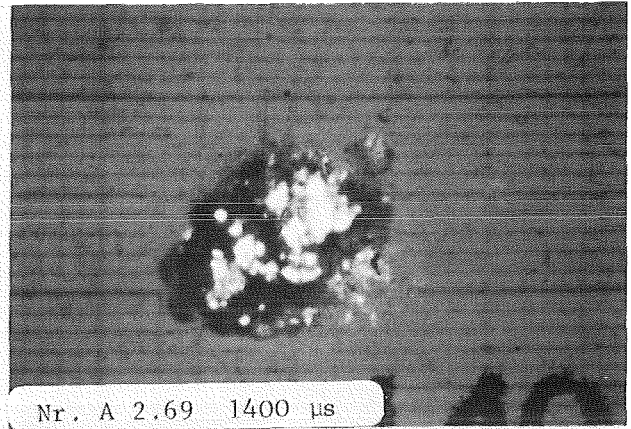
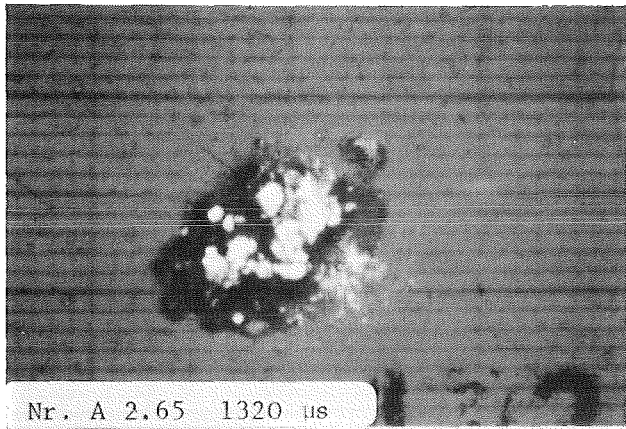


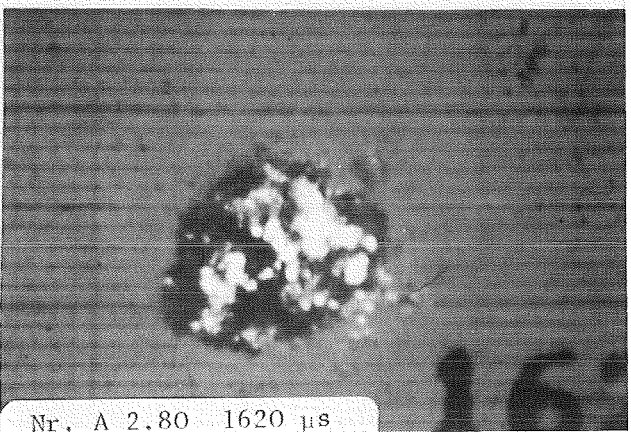
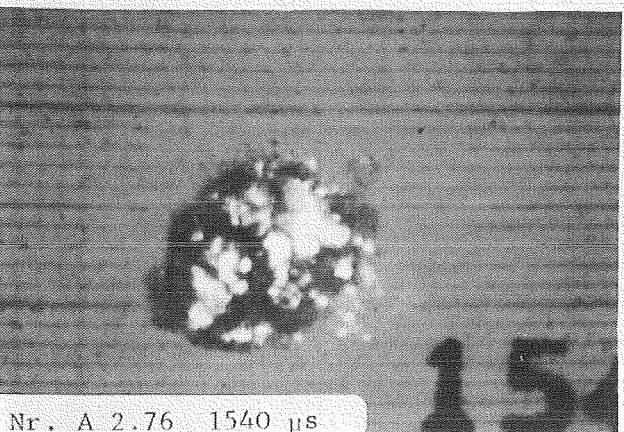
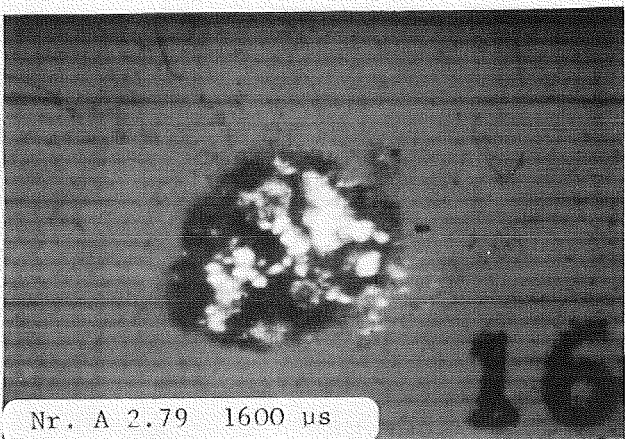
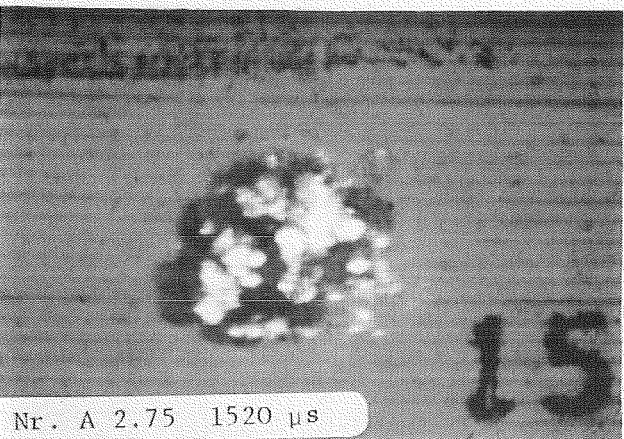
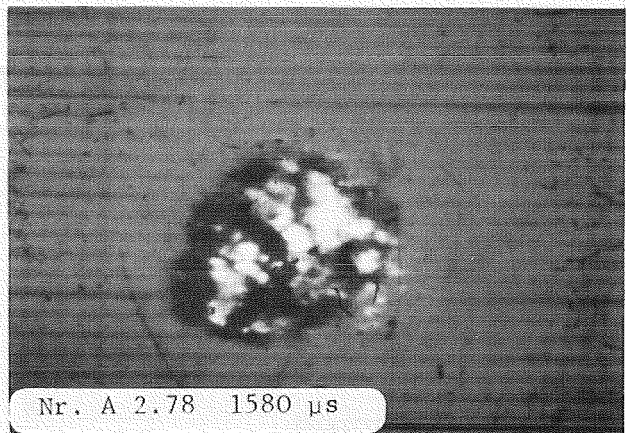
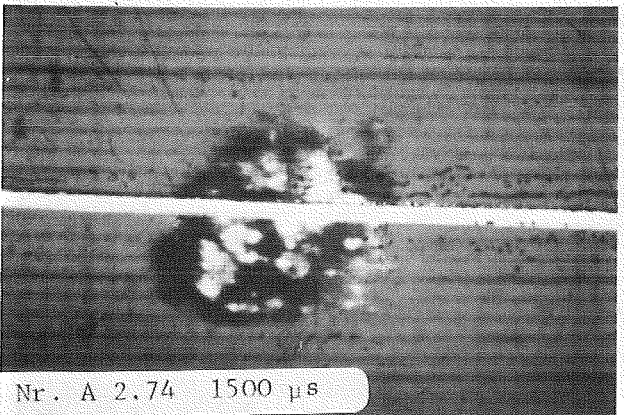
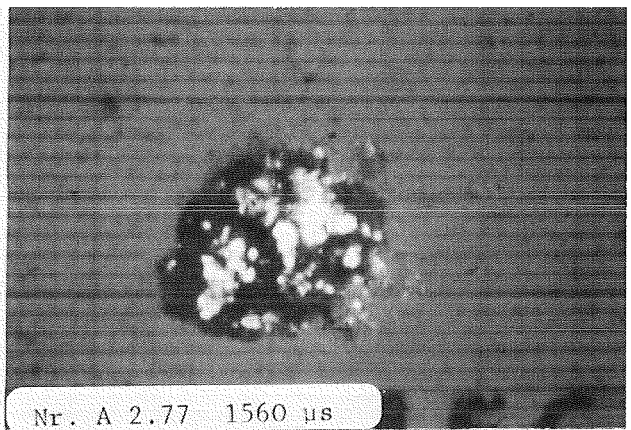
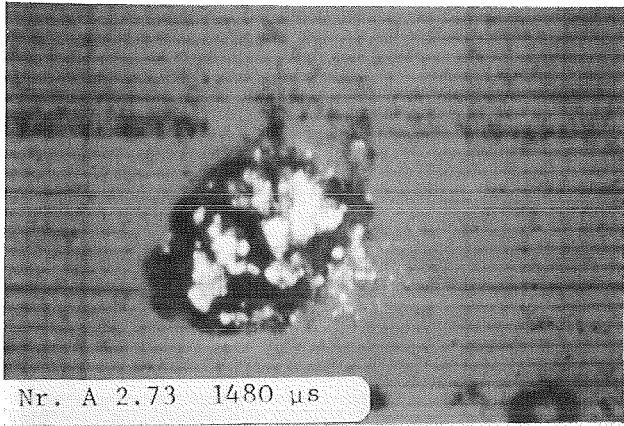


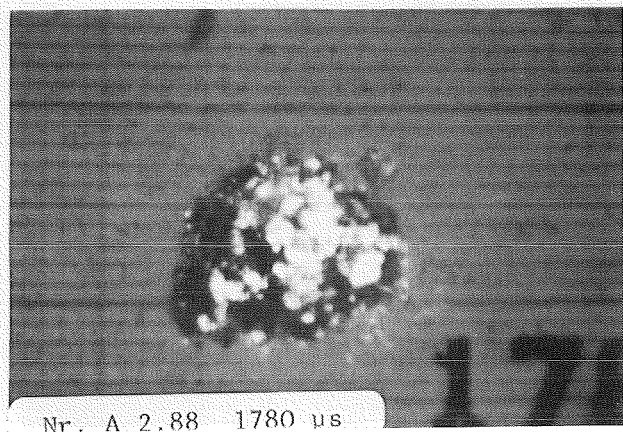
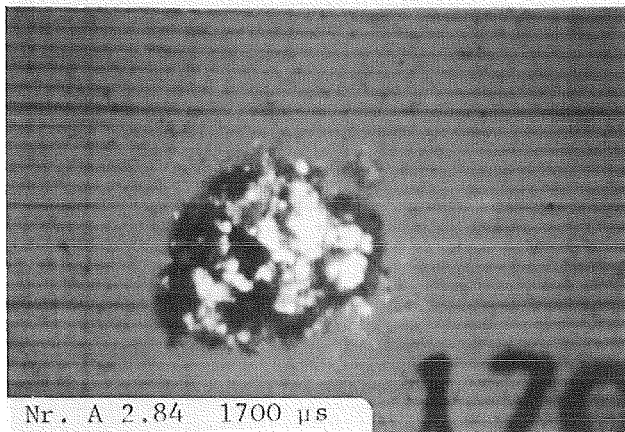
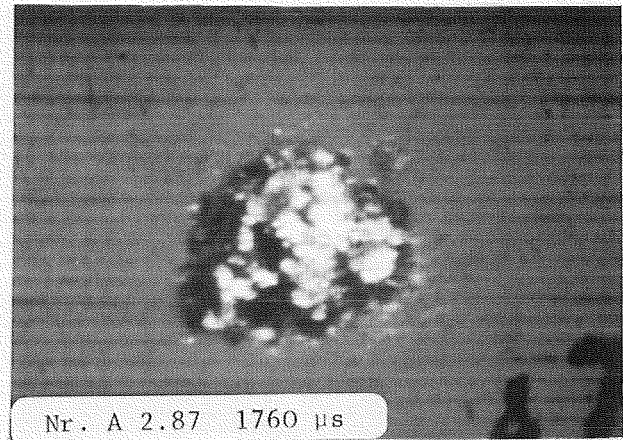
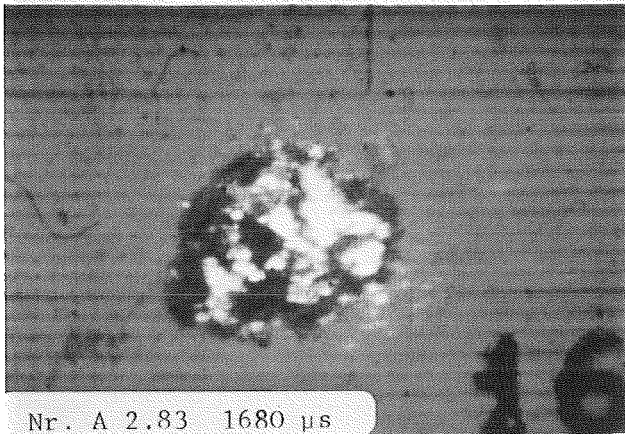
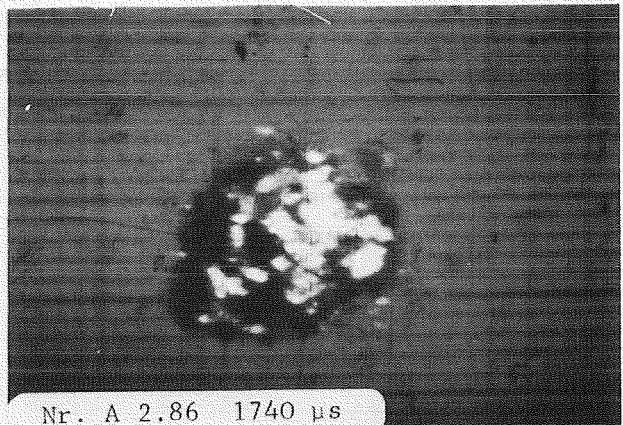
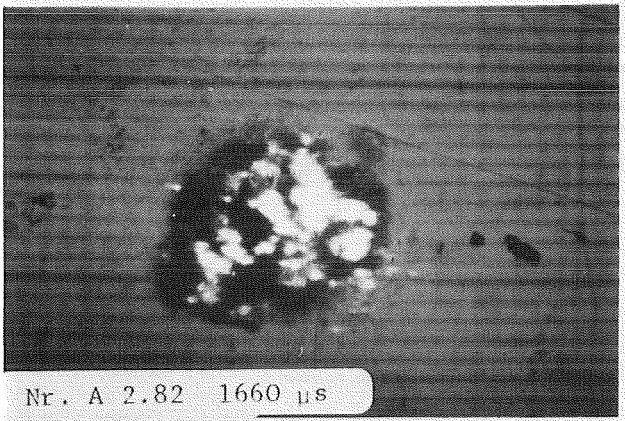
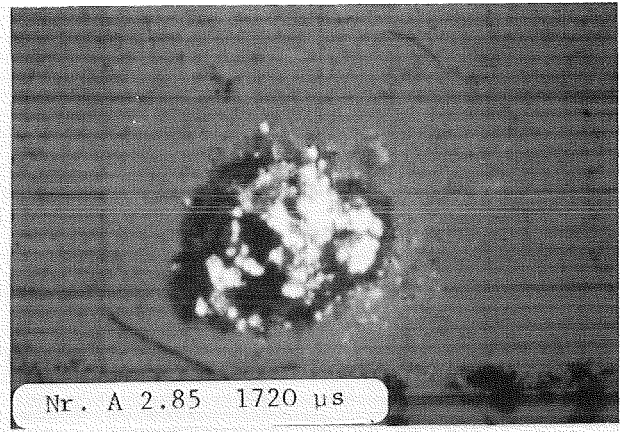
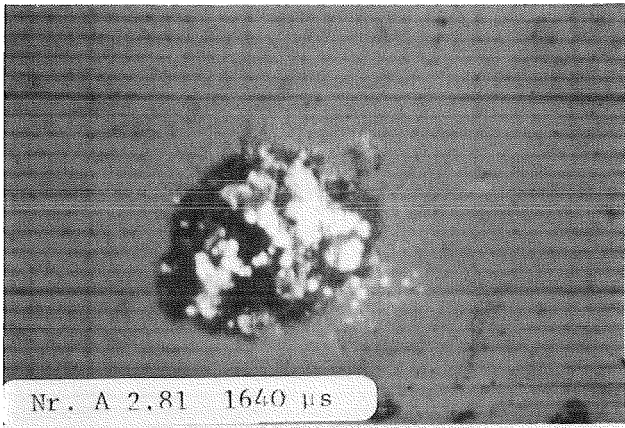


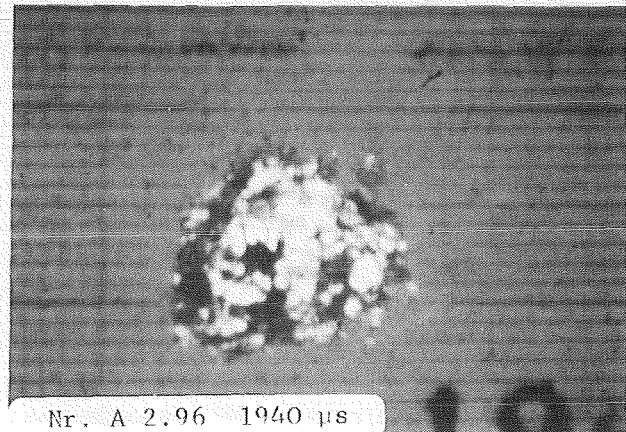
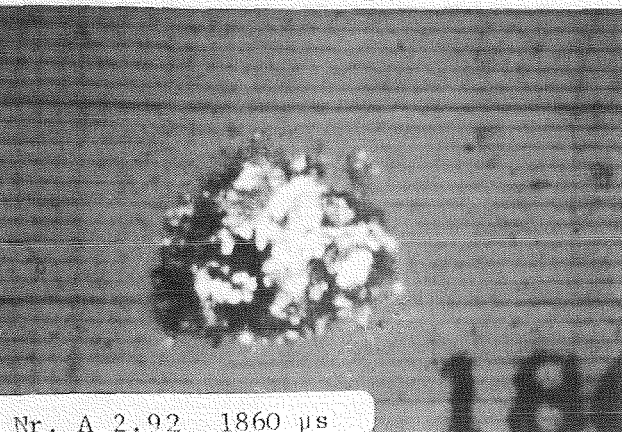
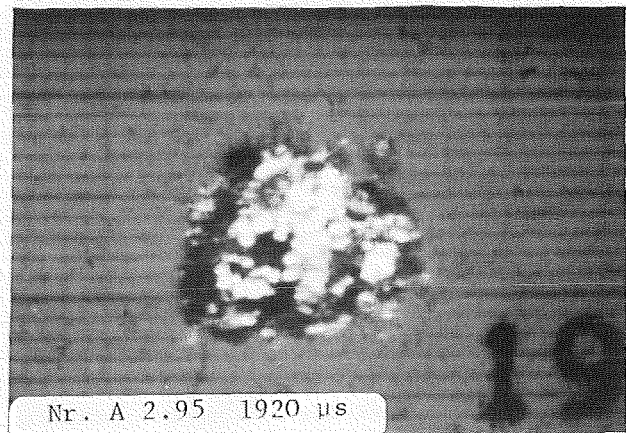
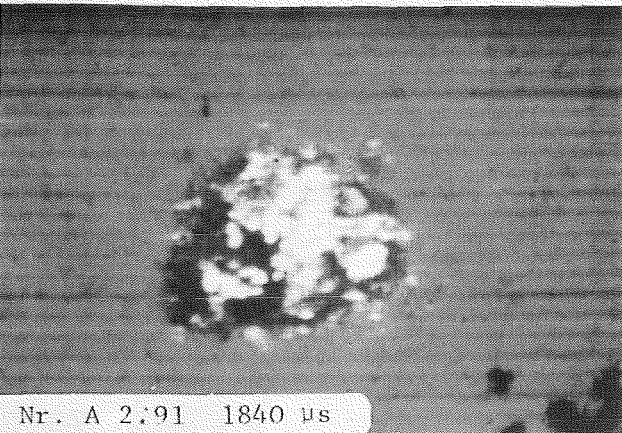
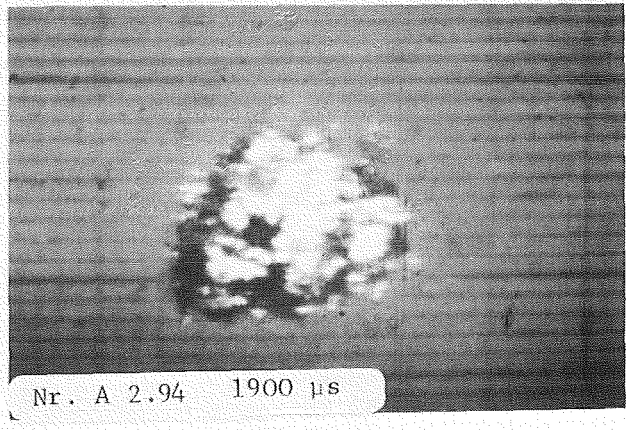
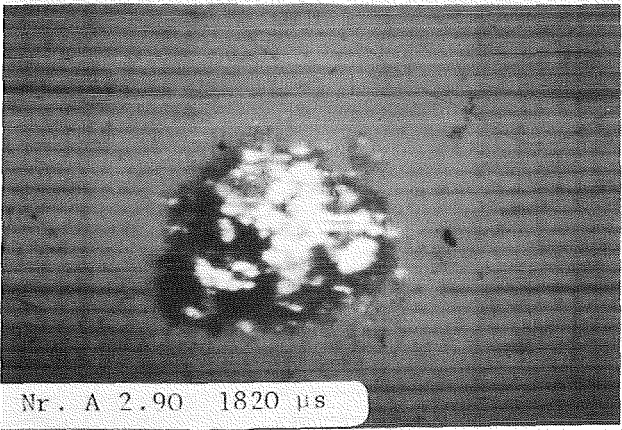
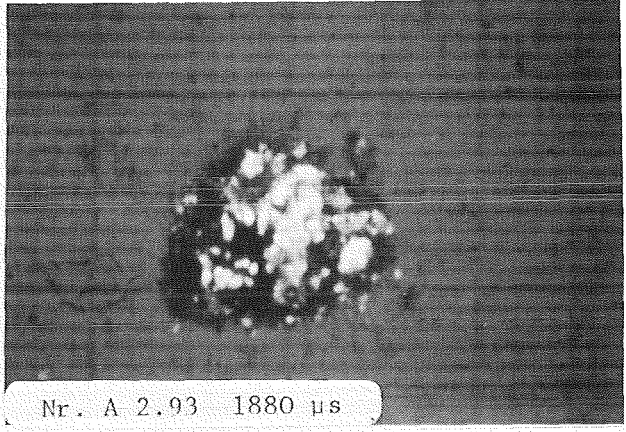
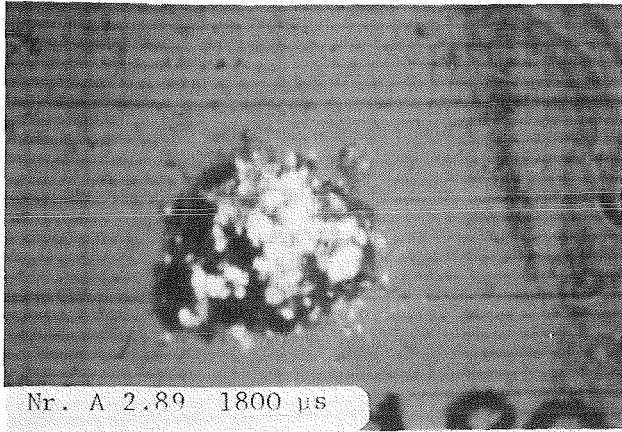


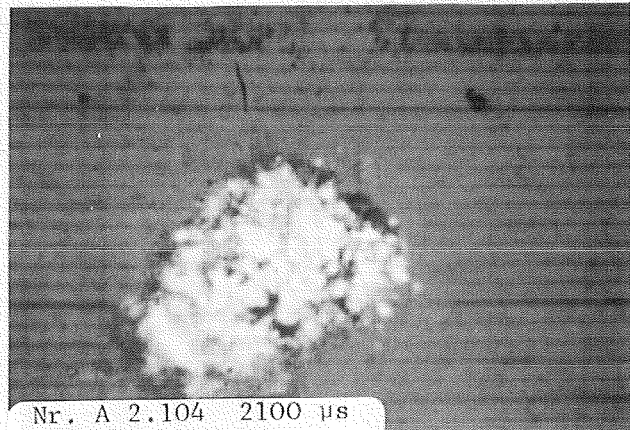
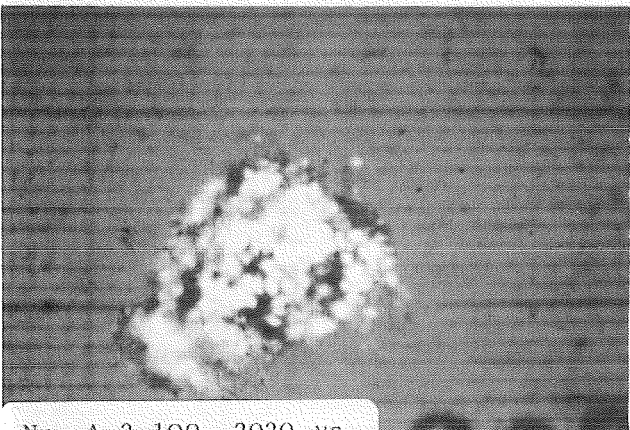
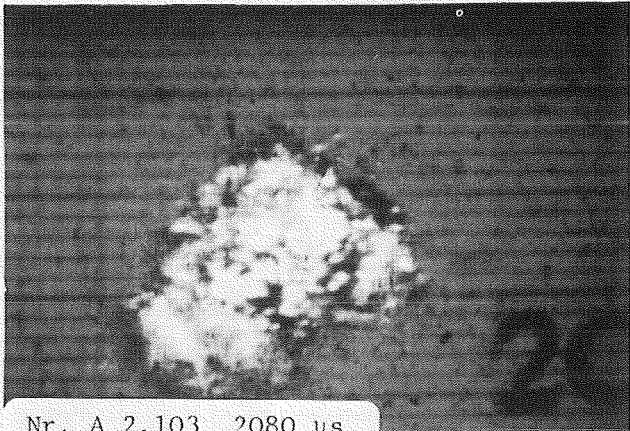
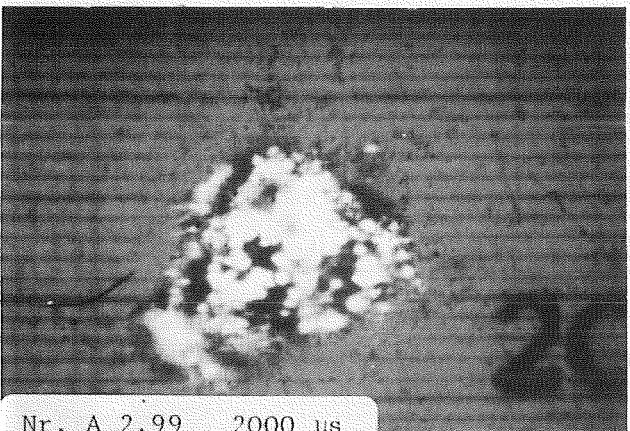
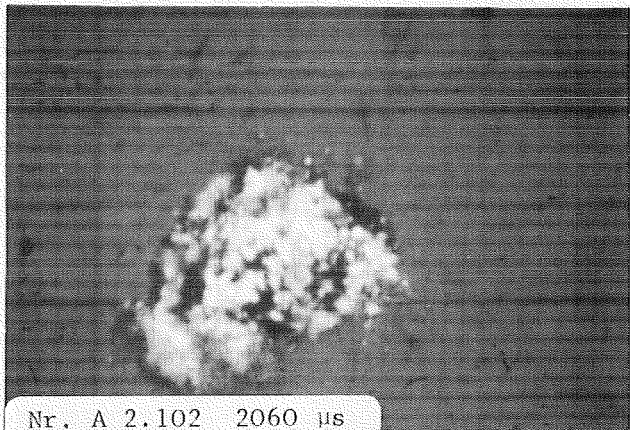
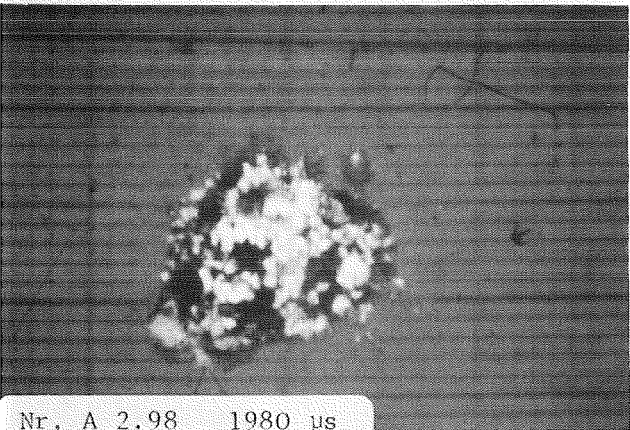
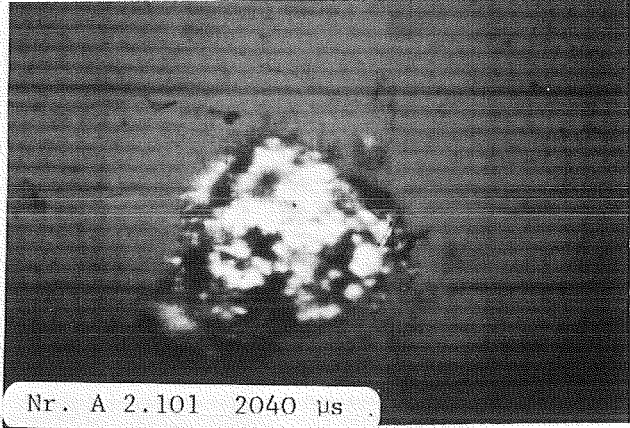
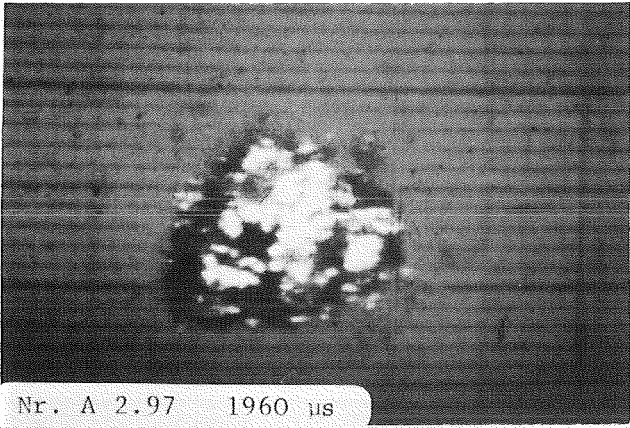


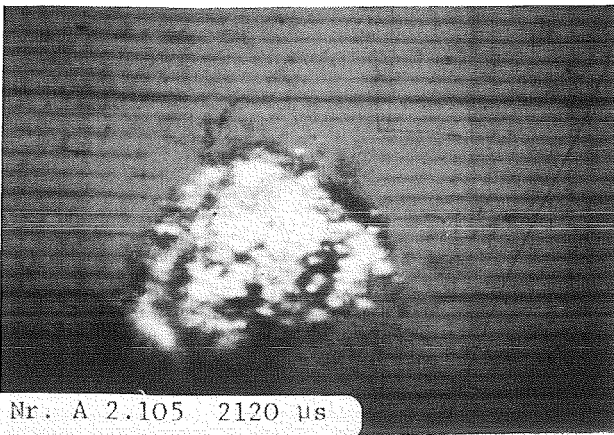




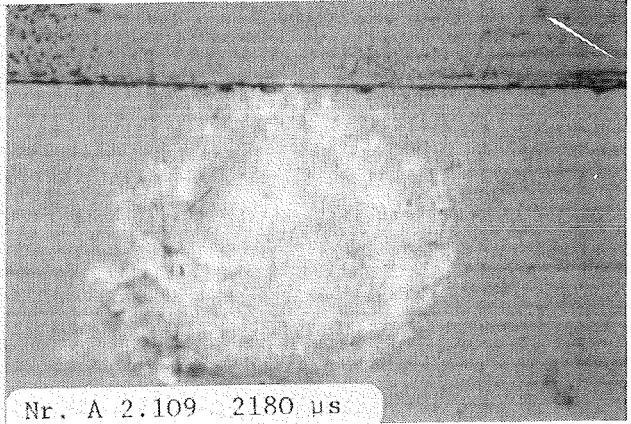




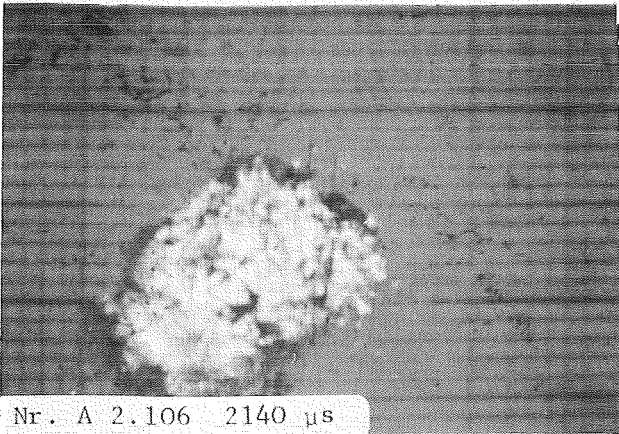




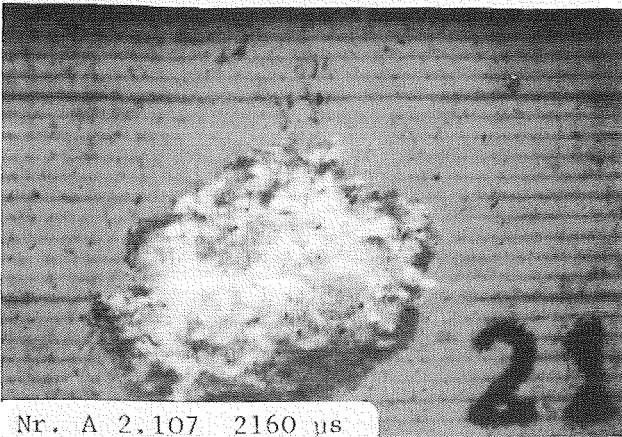
Nr. A 2.105 2120 μ s



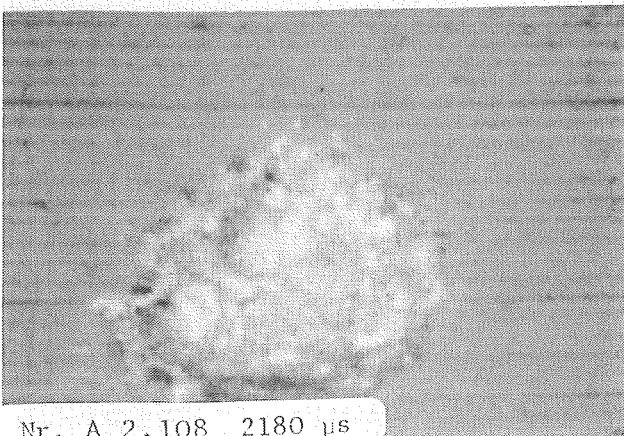
Nr. A 2.109 2180 μ s



Nr. A 2.106 2140 μ s



Nr. A 2.107 2160 μ s

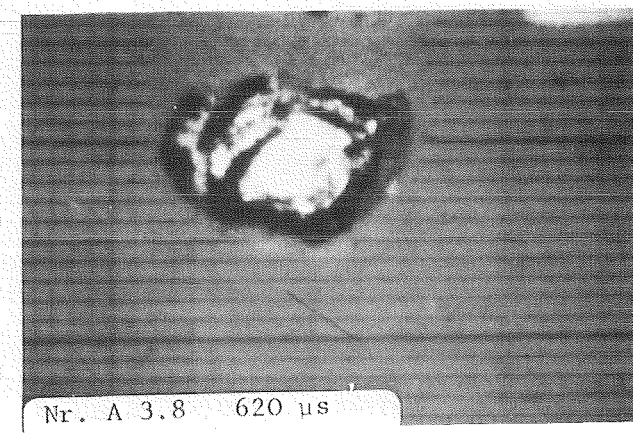
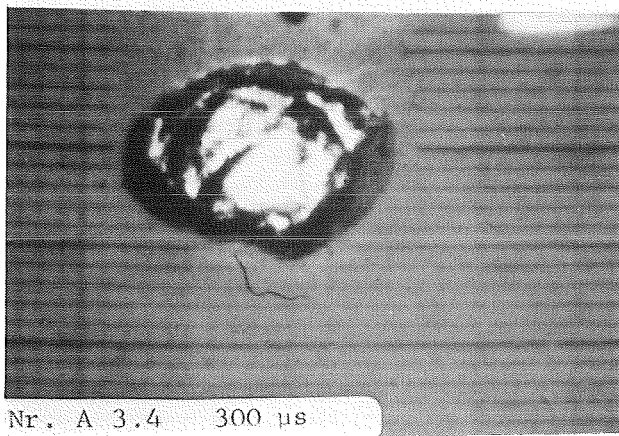
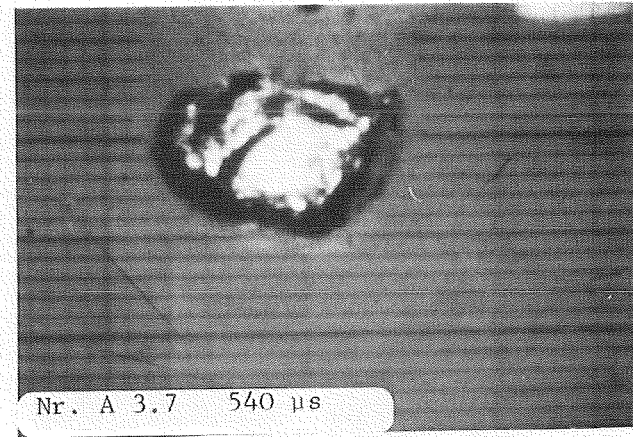
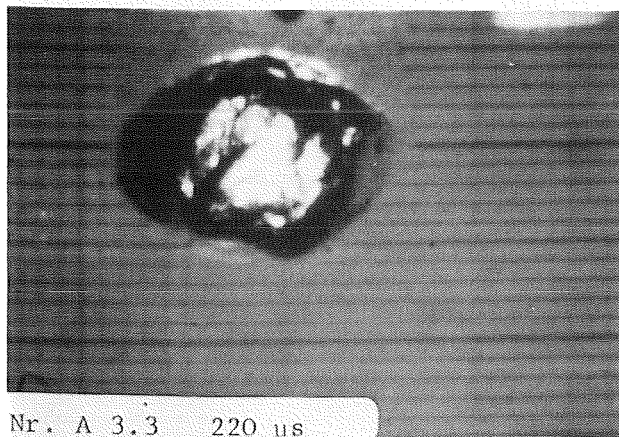
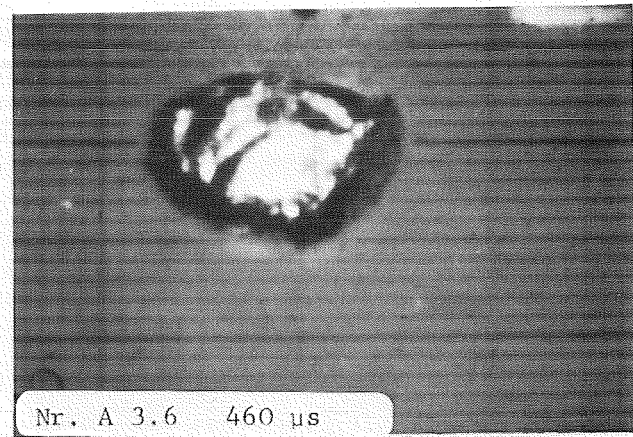
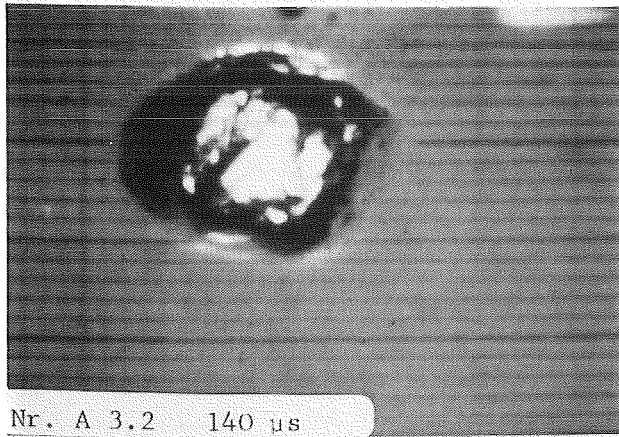
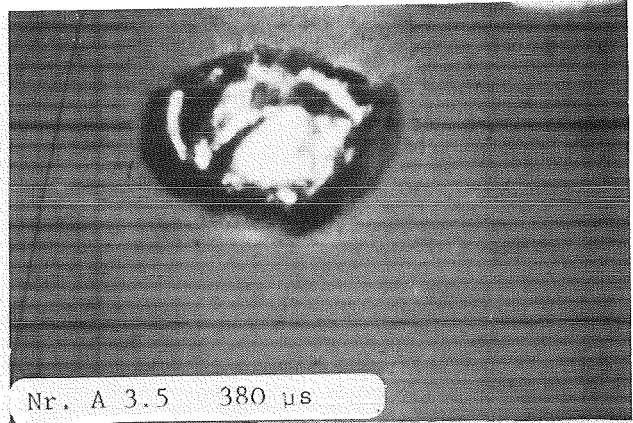
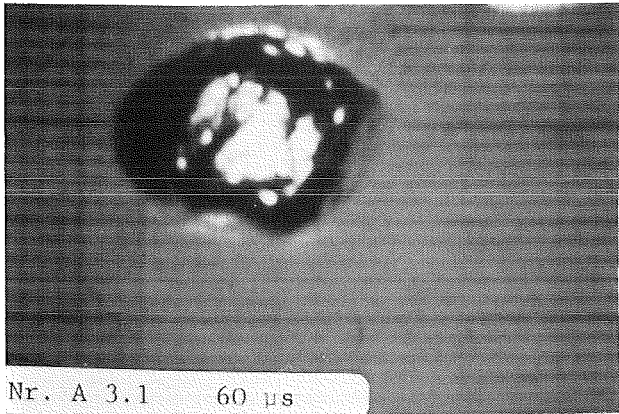


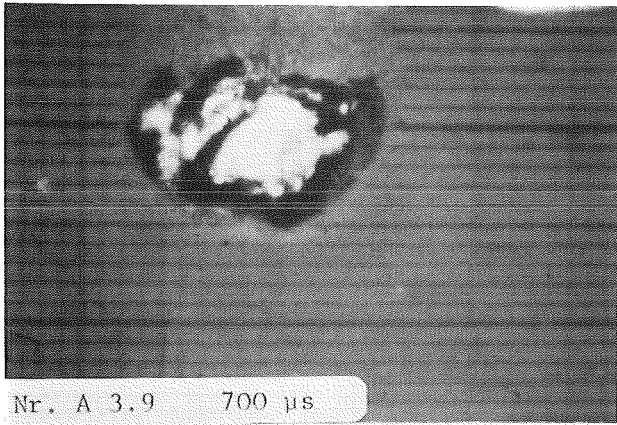
Nr. A 2.108 2180 μ s

Appendix A, Teil A 3:

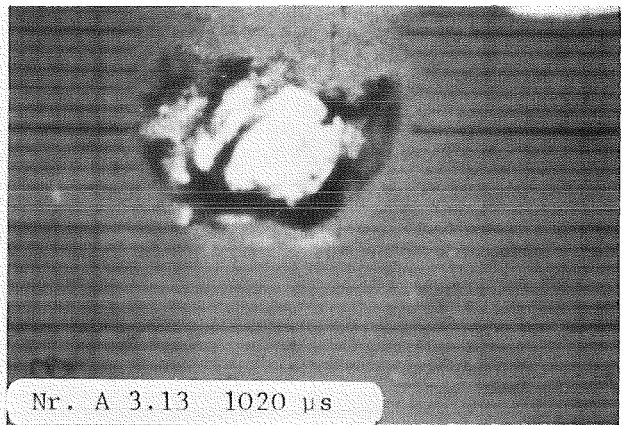
Zeitlicher Ablauf einer verzögerten Fragmentation mit
verfestigter Oberfläche des Tropfens, Versuch H 4
($\vartheta_{\text{Cu}} = 1240 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{Tr}} = 0.73 \text{ MPa}$)

Abb. A 3.1 - A 3.48

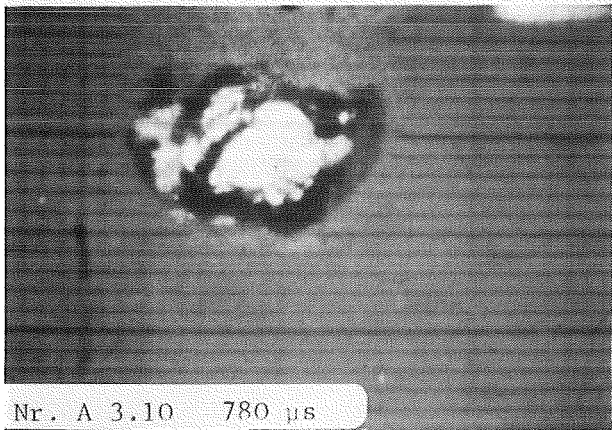




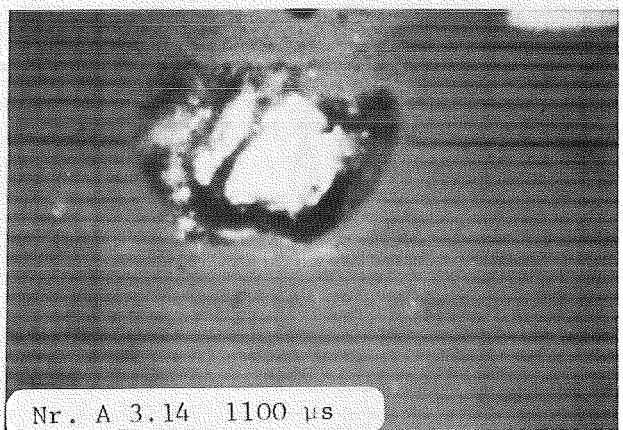
Nr. A 3.9 700 μ s



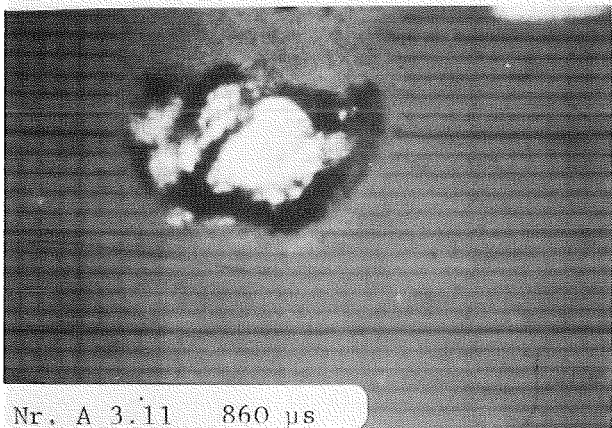
Nr. A 3.13 1020 μ s



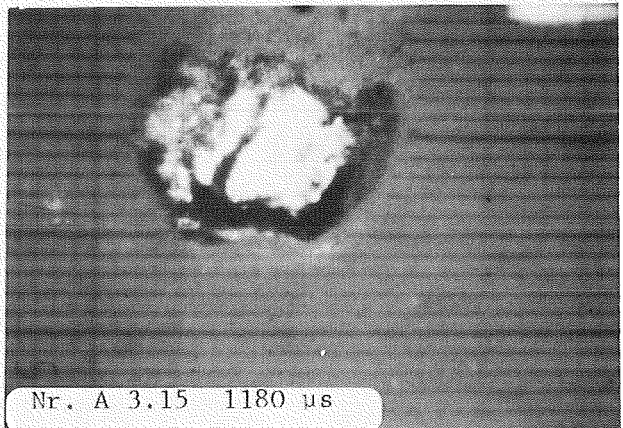
Nr. A 3.10 780 μ s



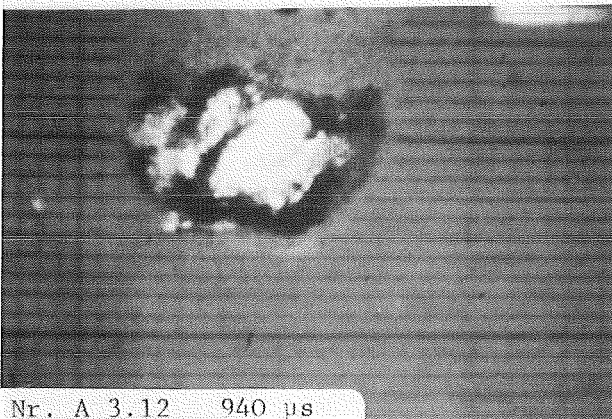
Nr. A 3.14 1100 μ s



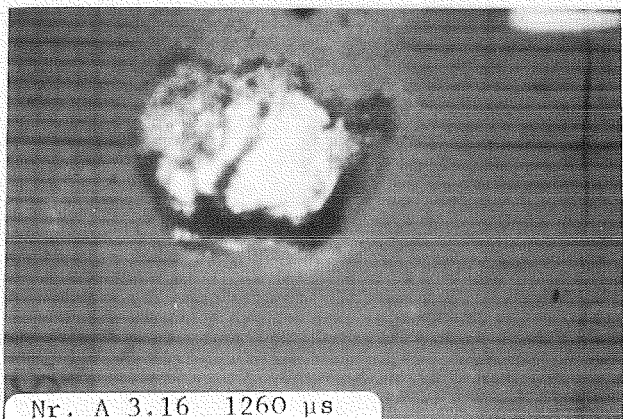
Nr. A 3.11 860 μ s



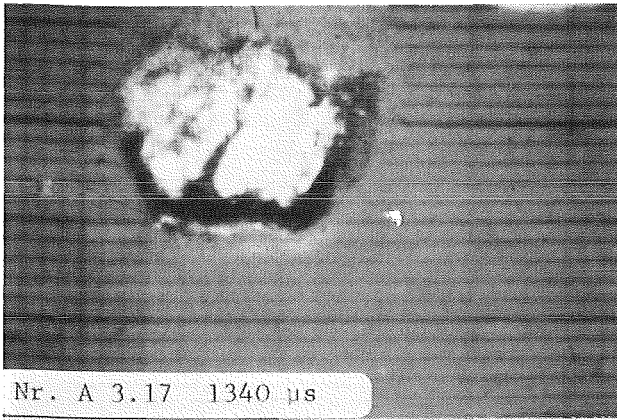
Nr. A 3.15 1180 μ s



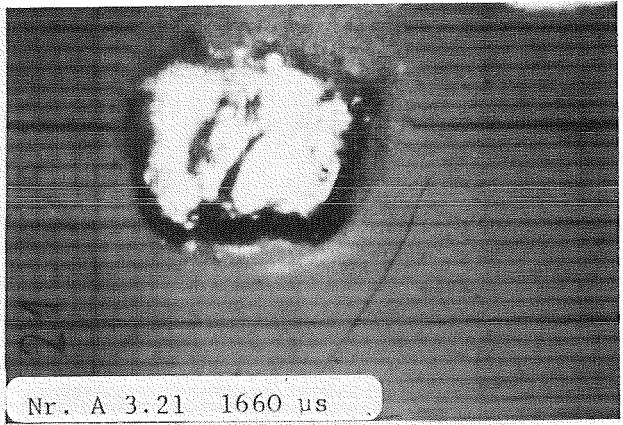
Nr. A 3.12 940 μ s



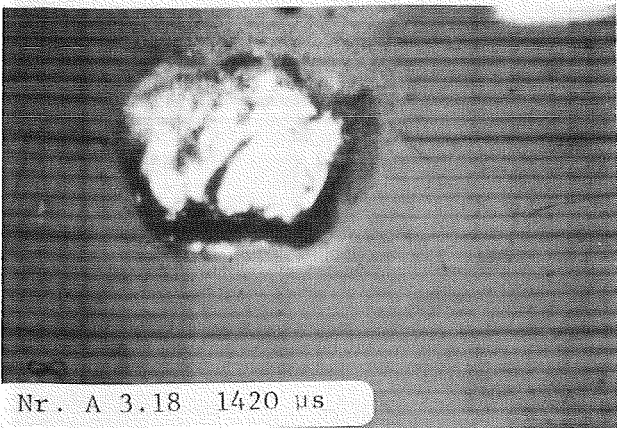
Nr. A 3.16 1260 μ s



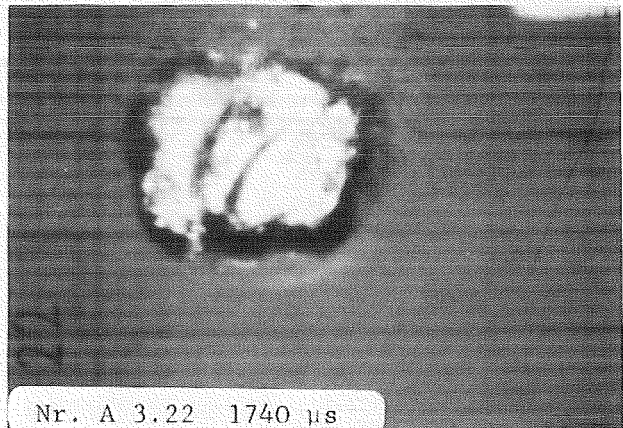
Nr. A 3.17 1340 μ s



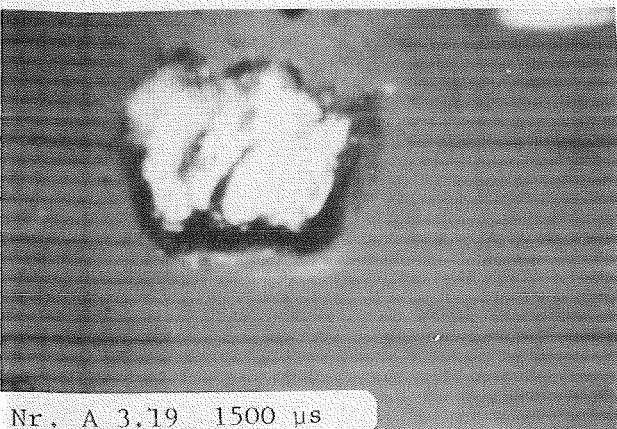
Nr. A 3.21 1660 μ s



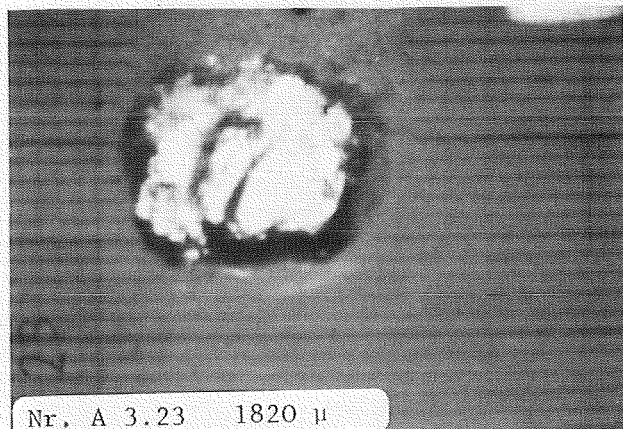
Nr. A 3.18 1420 μ s



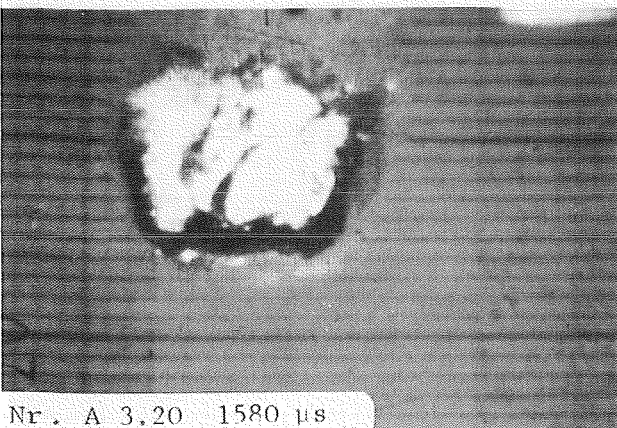
Nr. A 3.22 1740 μ s



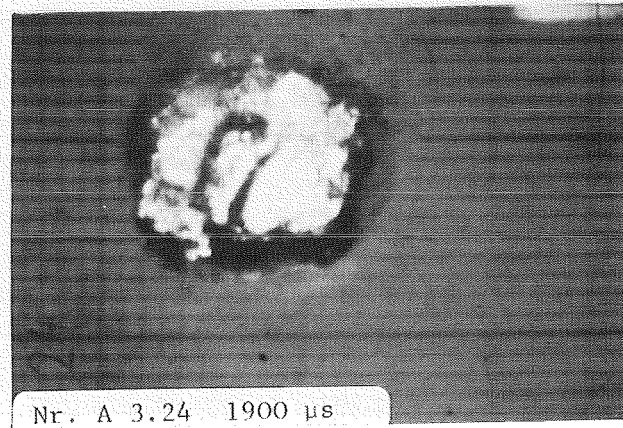
Nr. A 3.19 1500 μ s



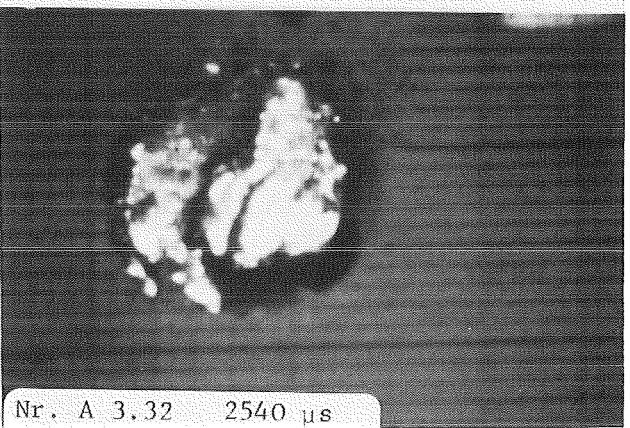
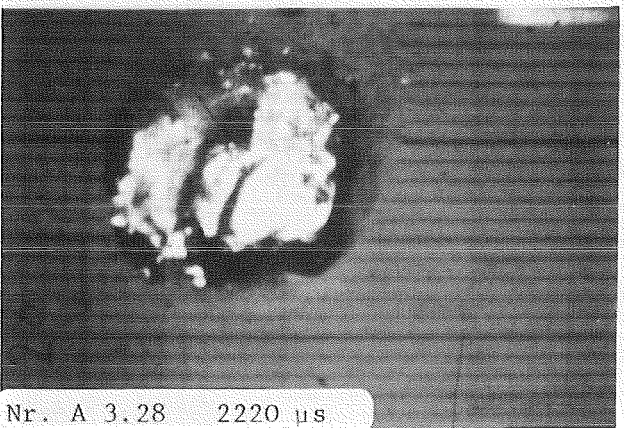
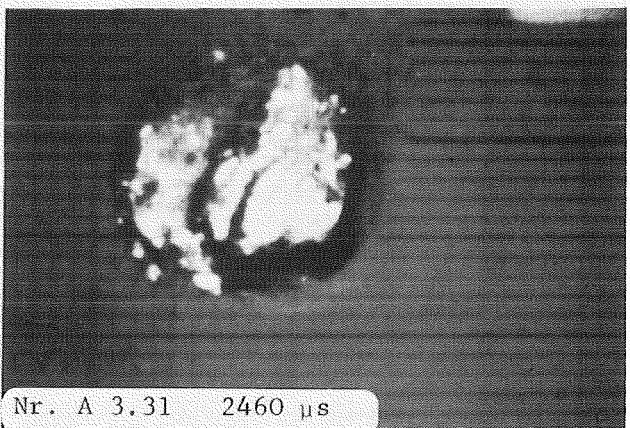
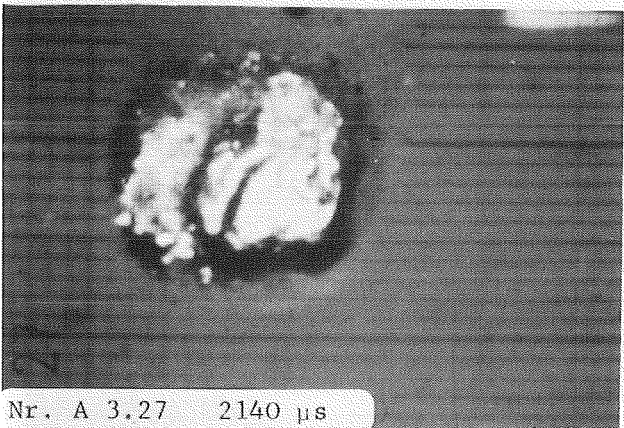
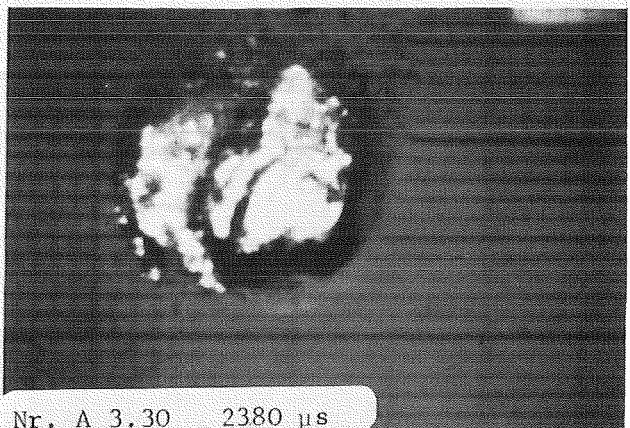
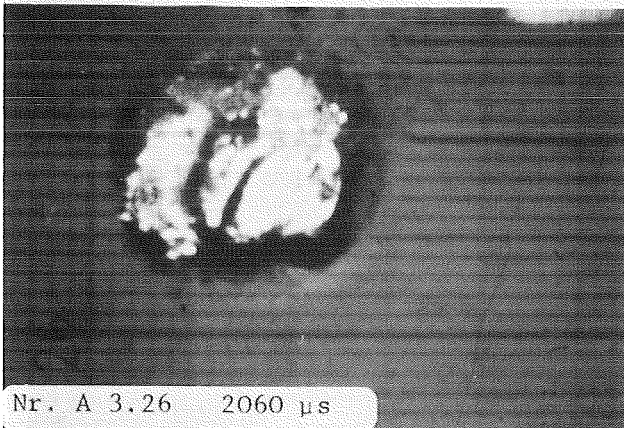
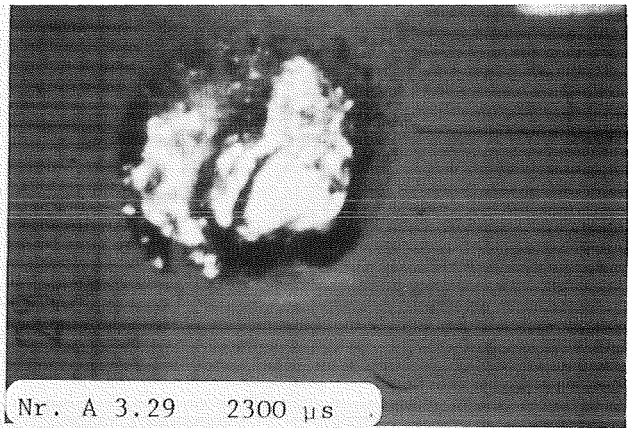
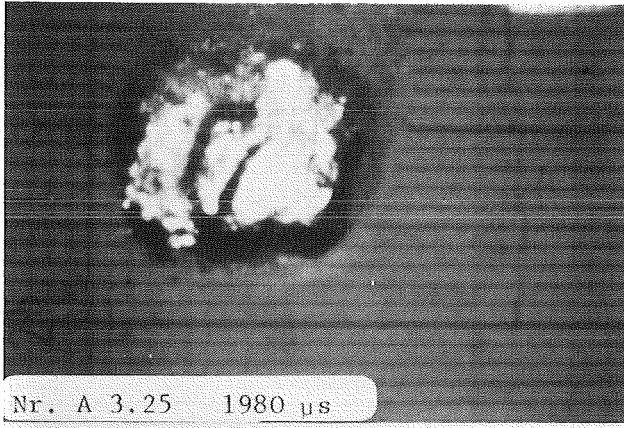
Nr. A 3.23 1820 μ s

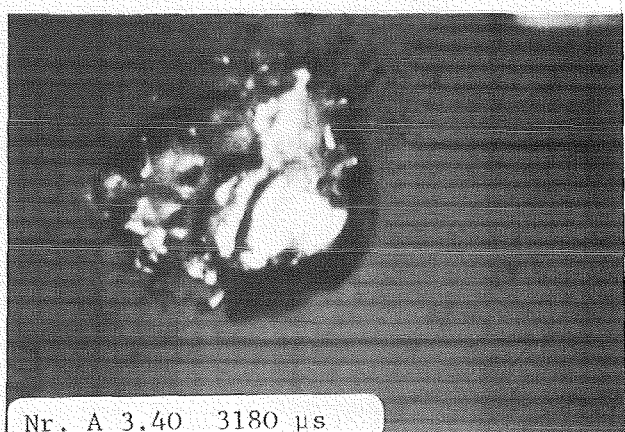
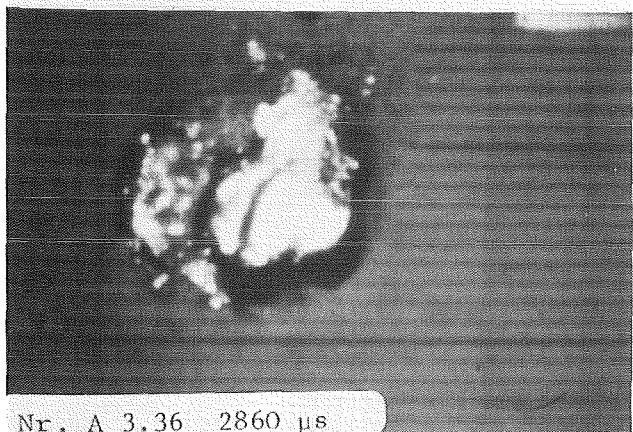
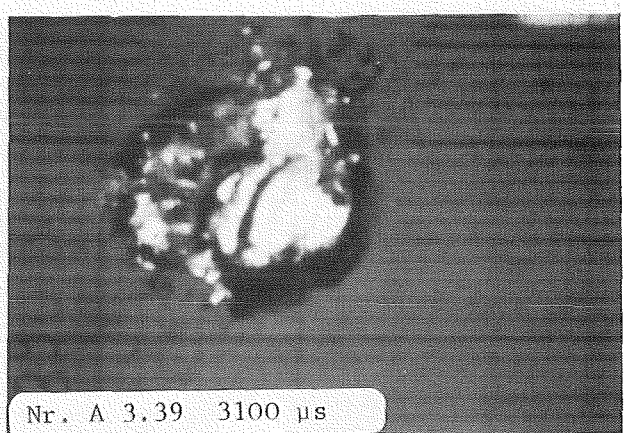
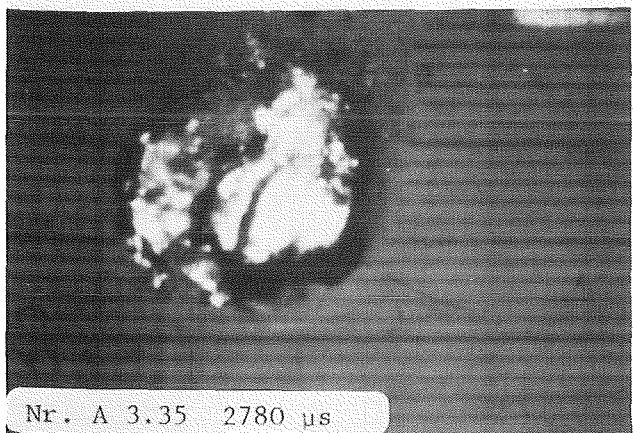
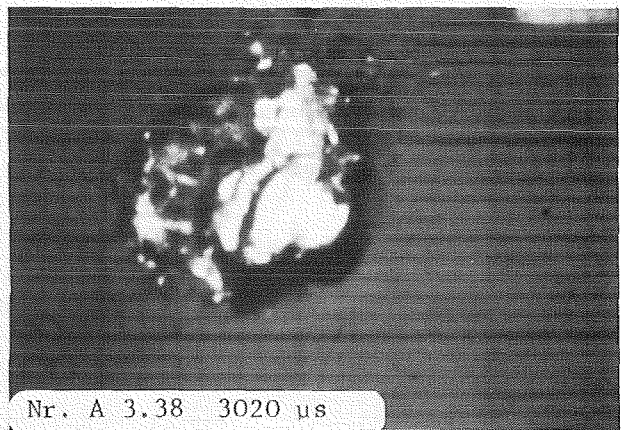
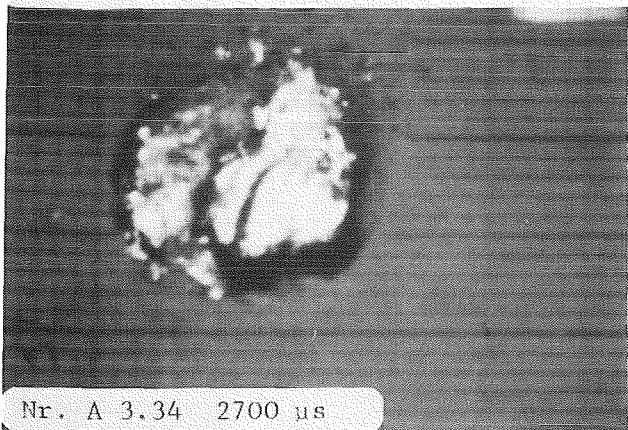
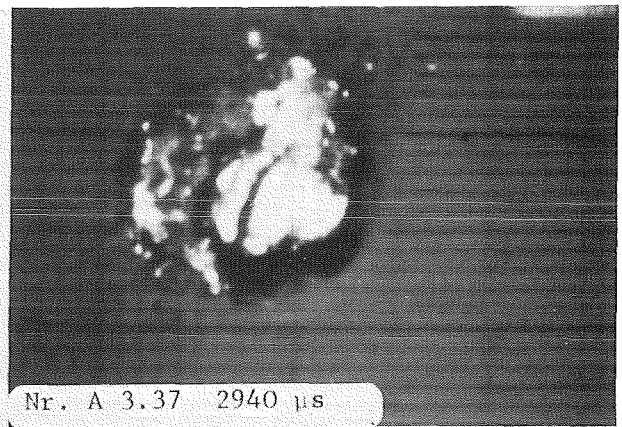
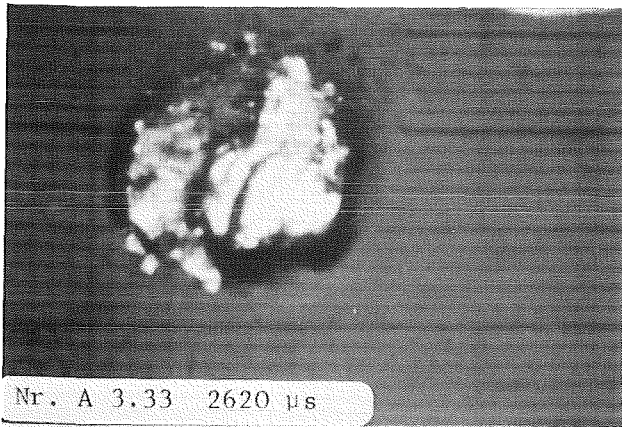


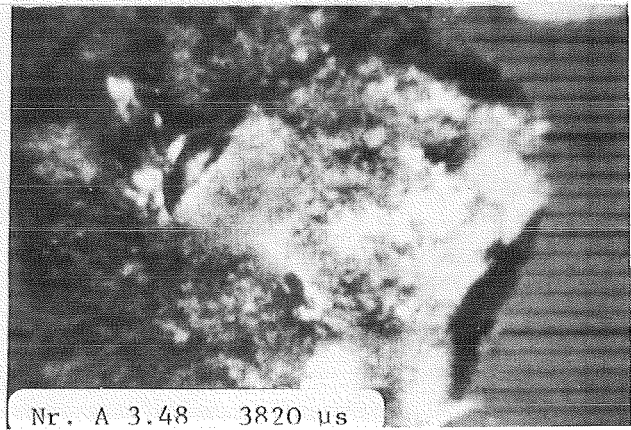
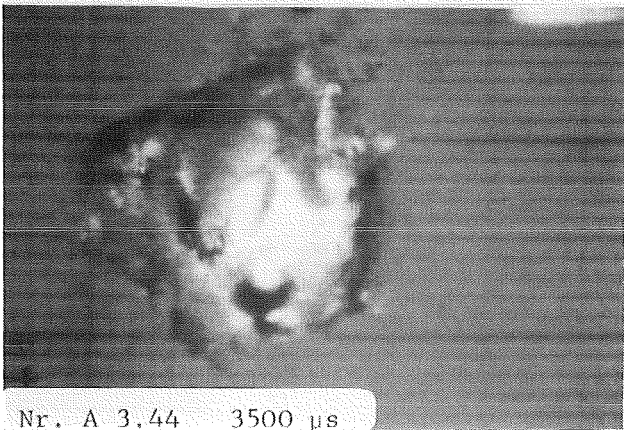
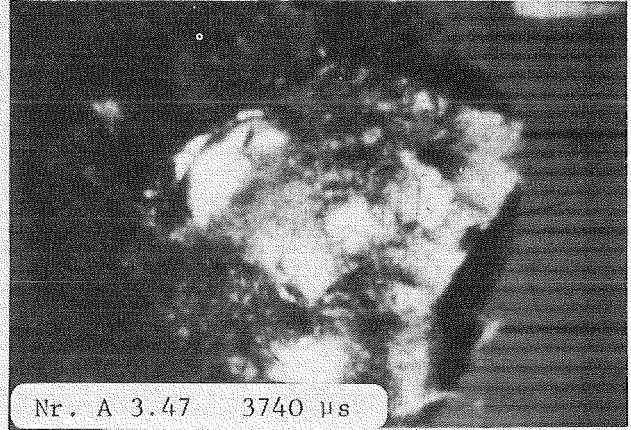
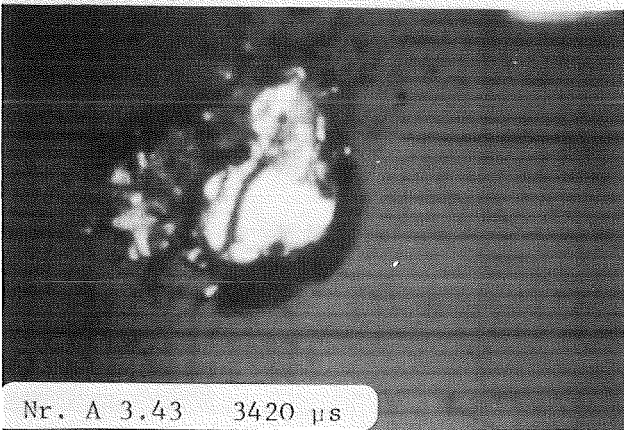
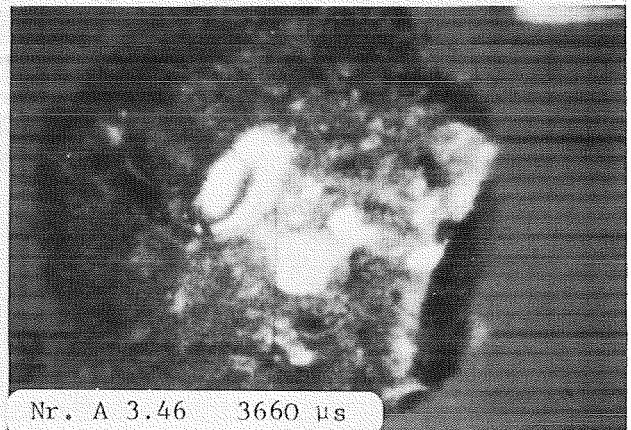
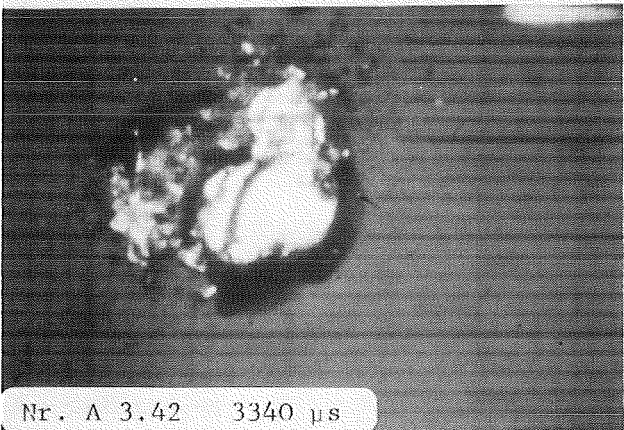
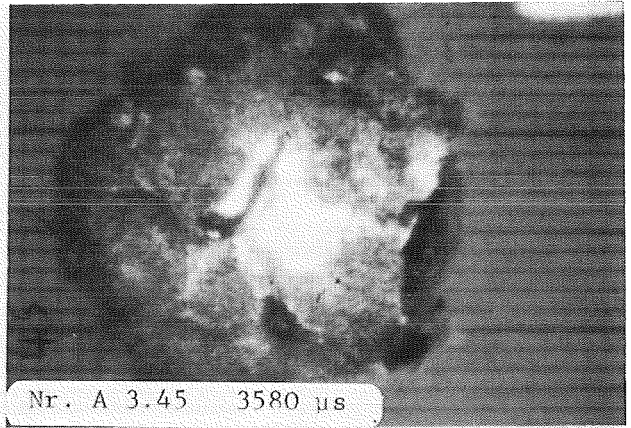
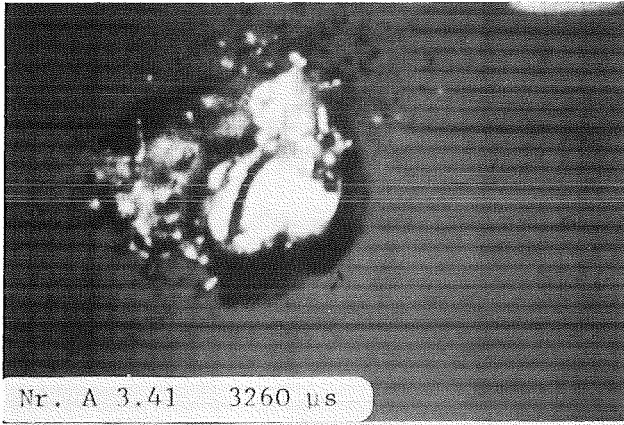
Nr. A 3.20 1580 μ s



Nr. A 3.24 1900 μ s





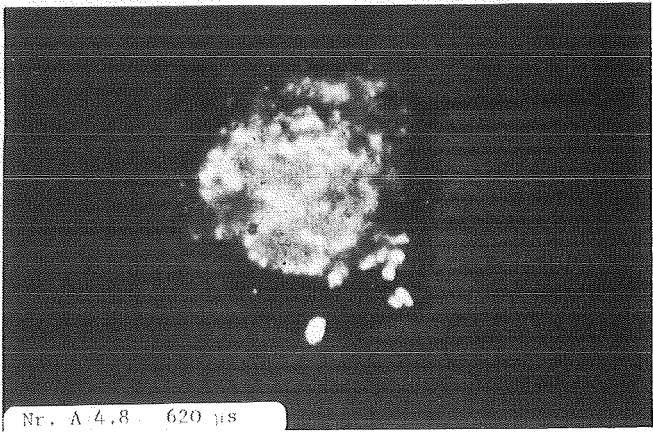
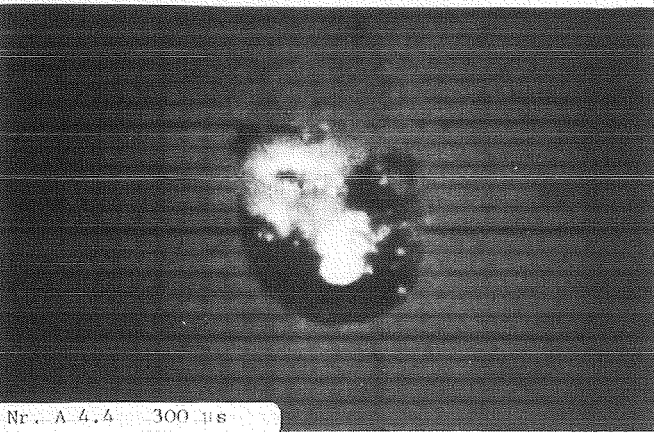
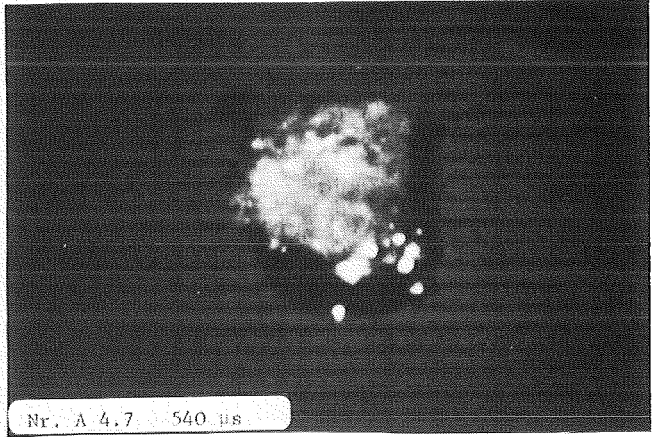
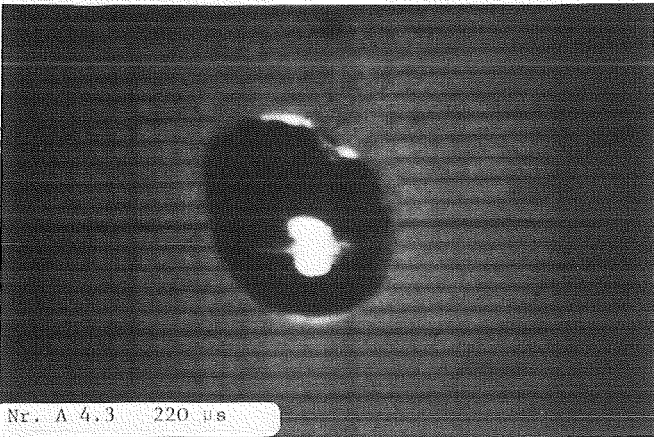
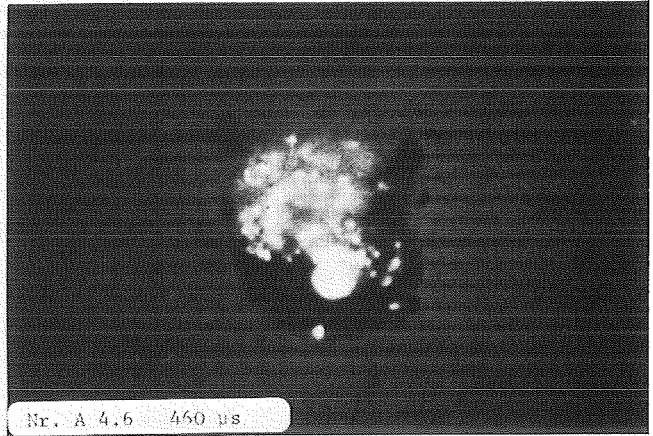
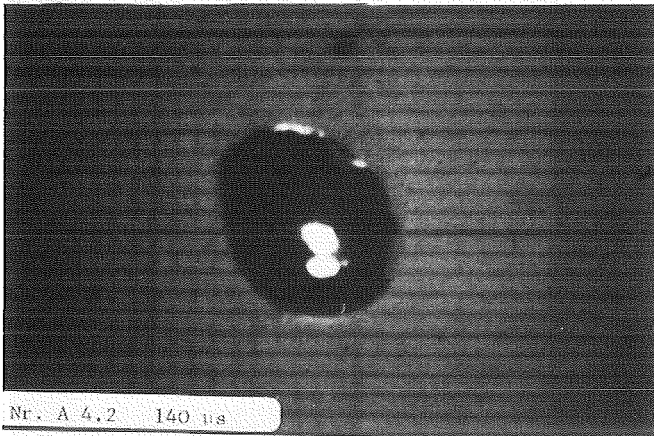
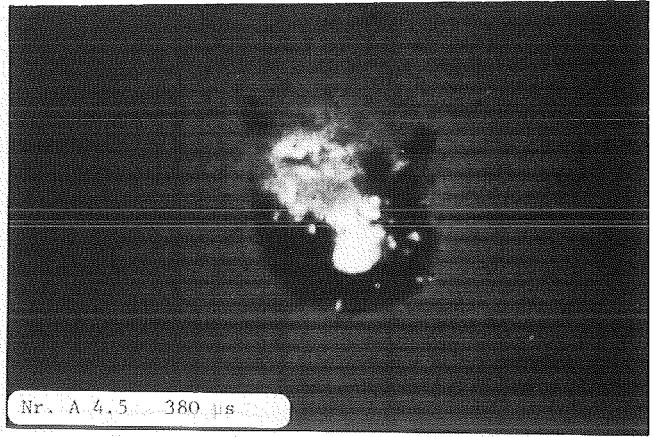
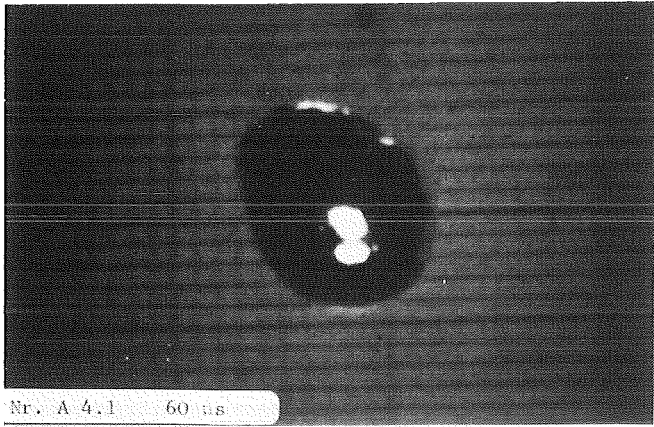


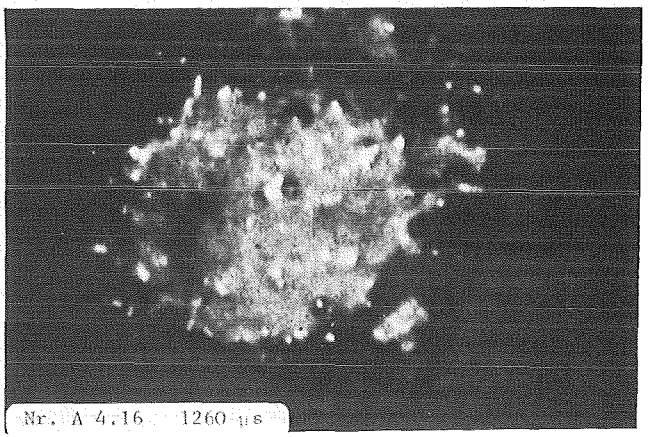
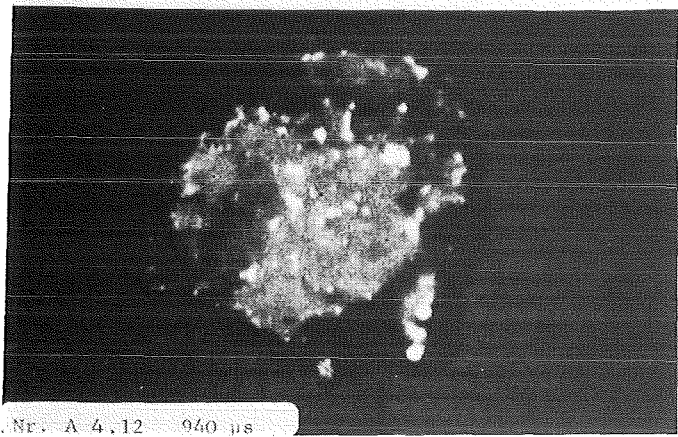
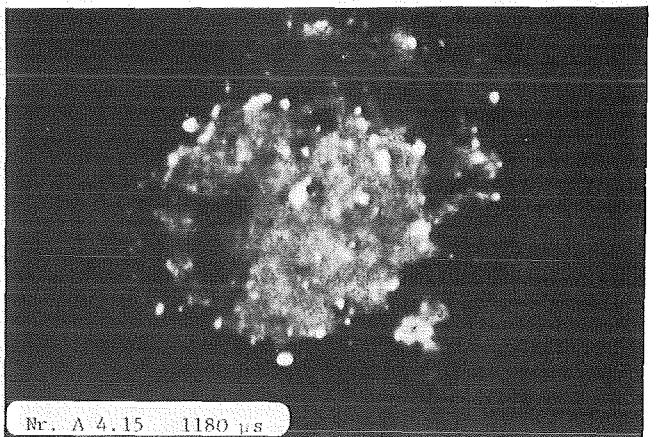
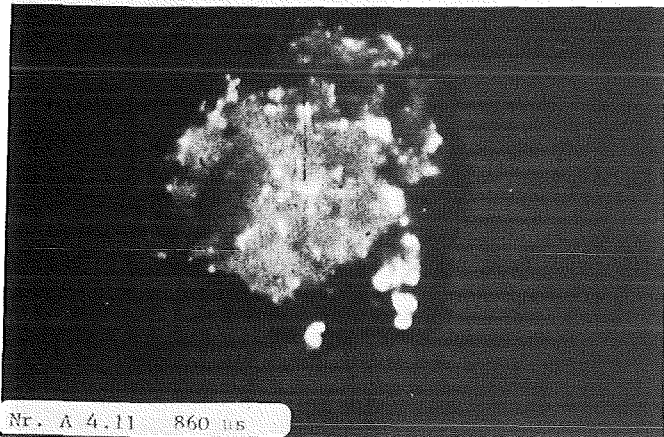
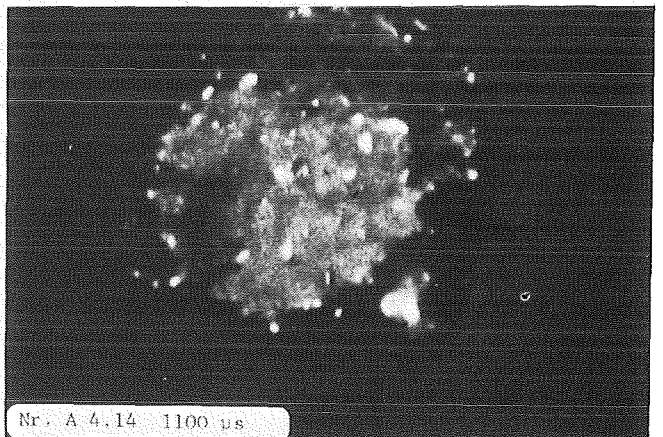
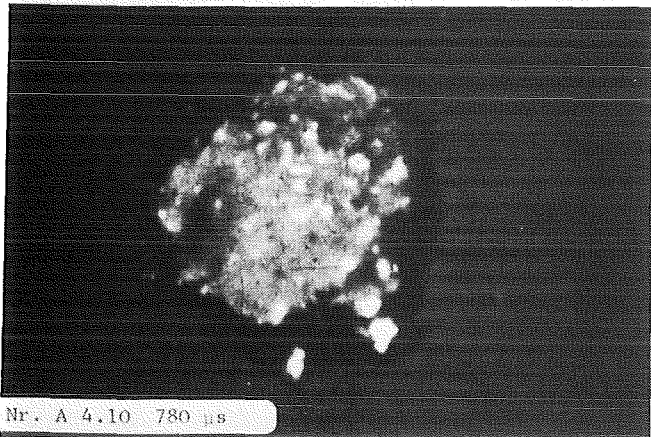
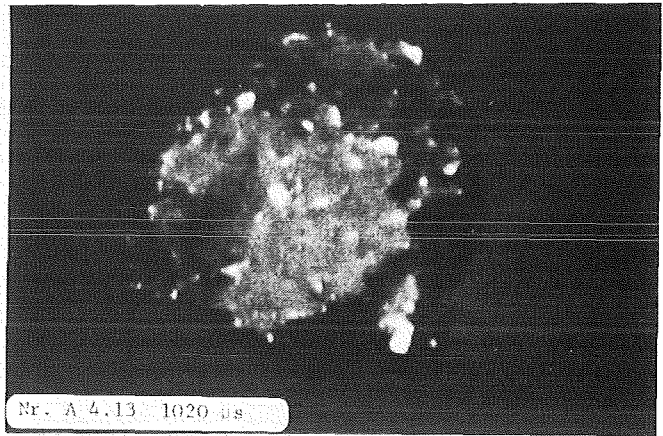
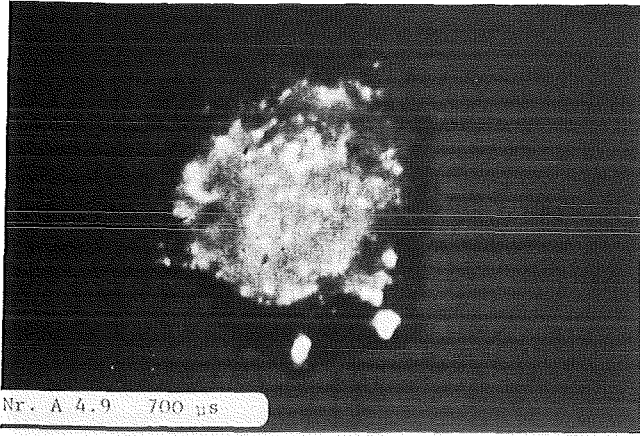
Appendix A, Teil A 4:

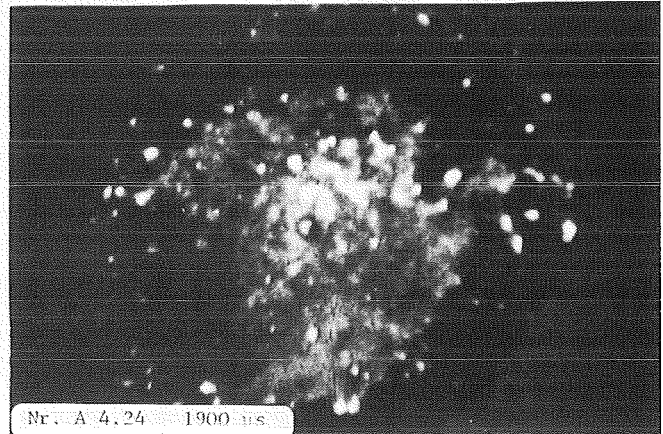
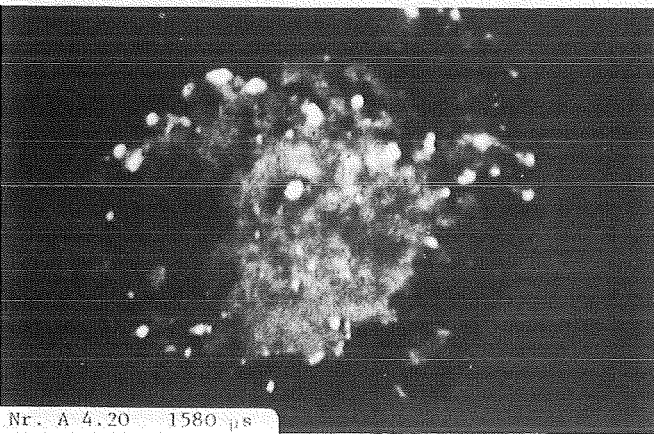
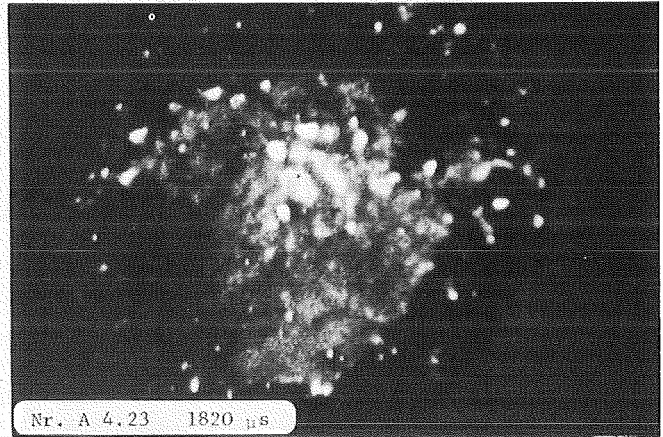
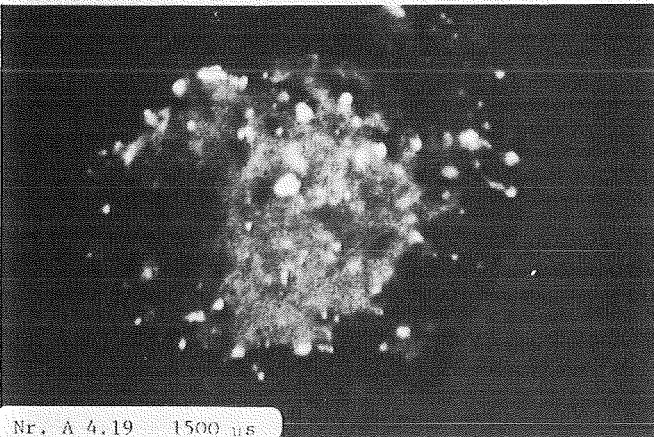
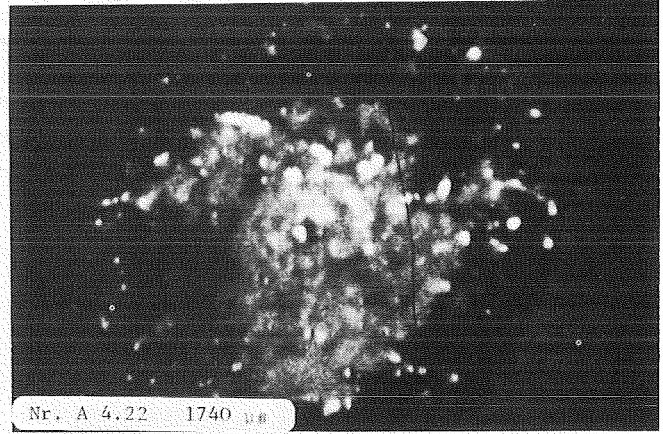
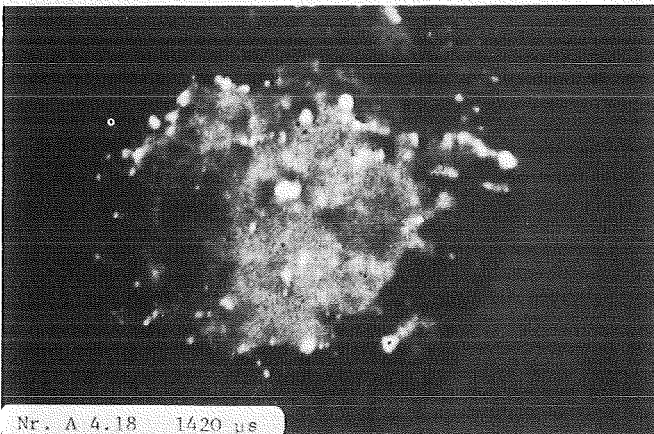
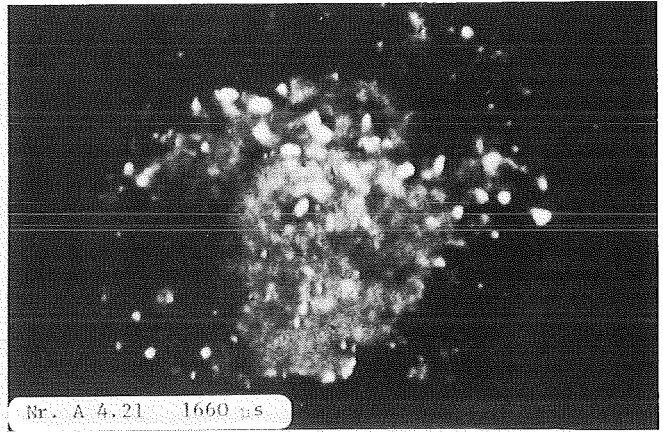
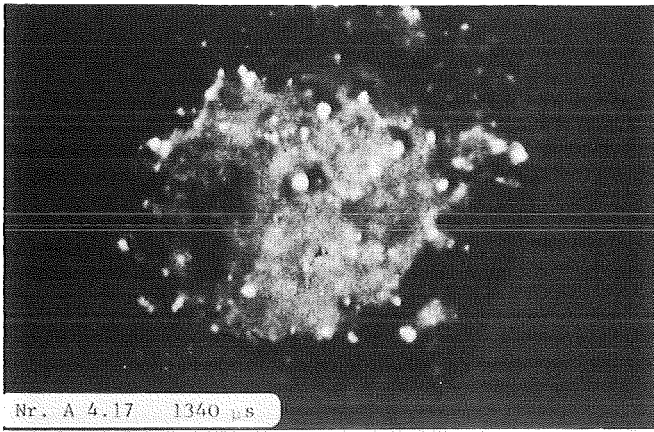
Zeitlicher Ablauf einer Fragmentation in Formiergas-
atmosphäre, Versuch I 5

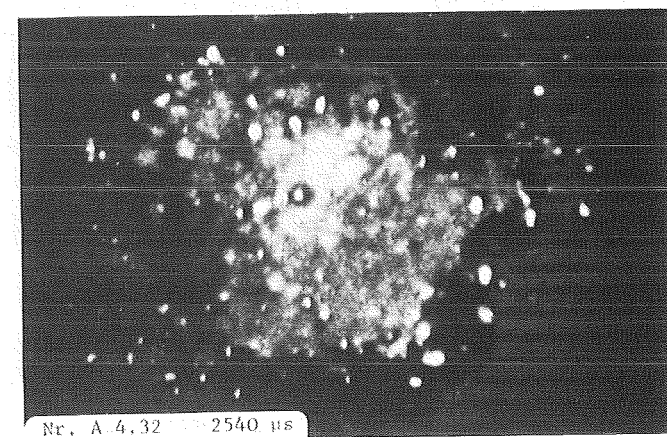
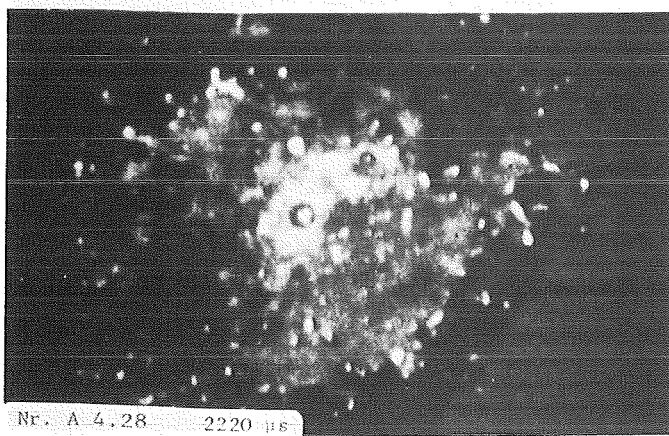
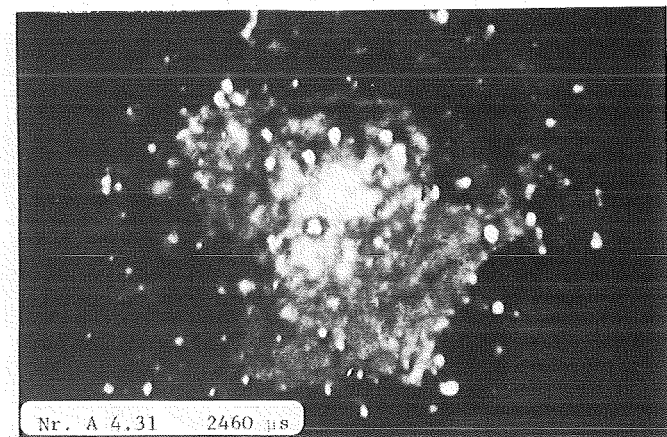
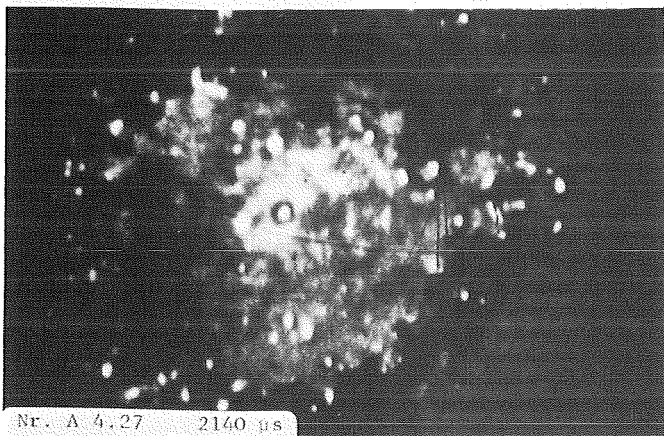
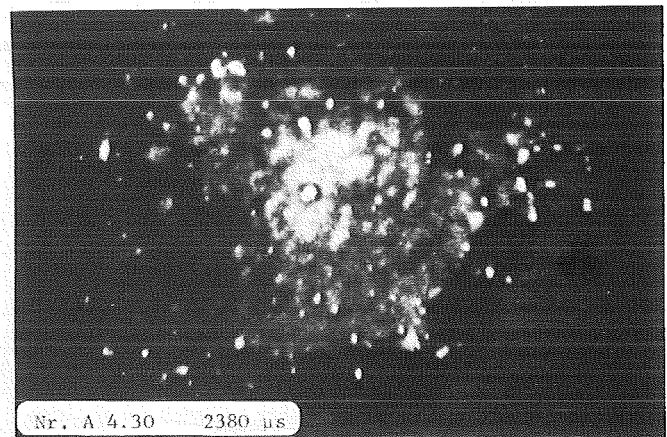
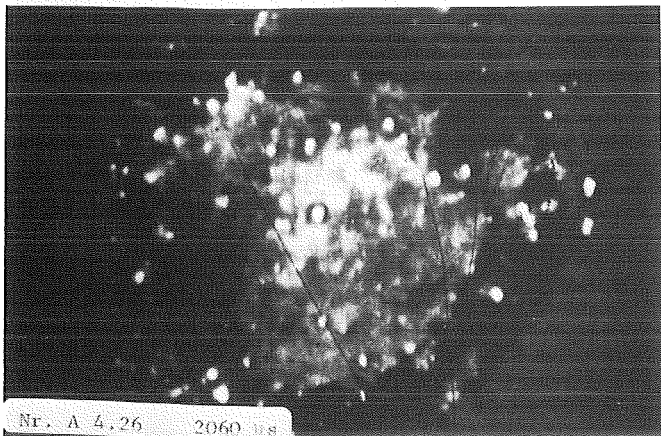
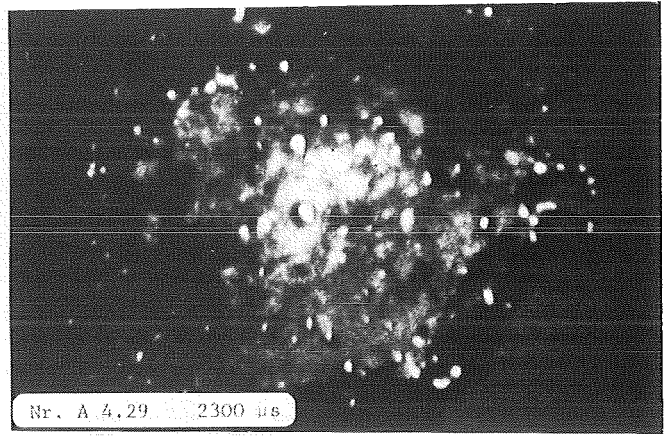
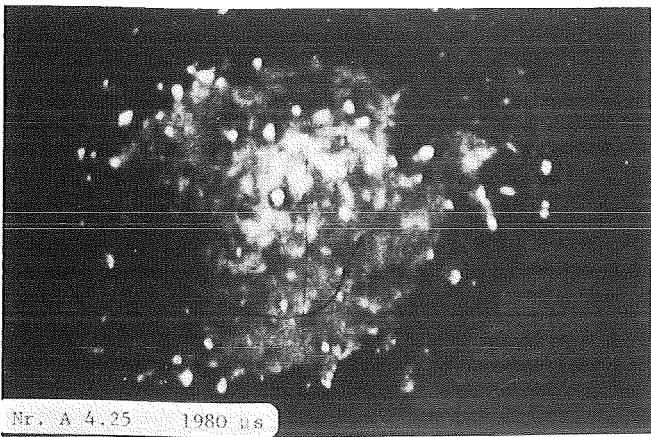
($\vartheta_{\text{Cu}} = 1550 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\vartheta_{\text{H}_2\text{O}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{Tr}} = 1.0 \text{ MPa}$)

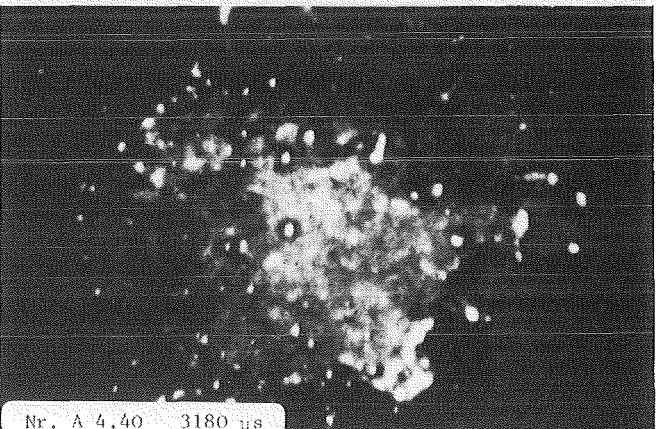
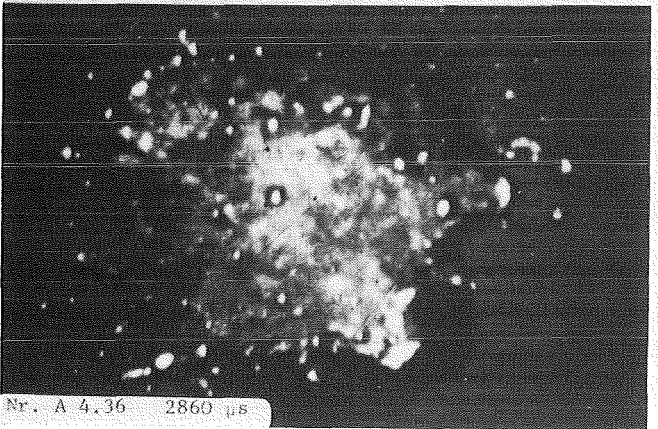
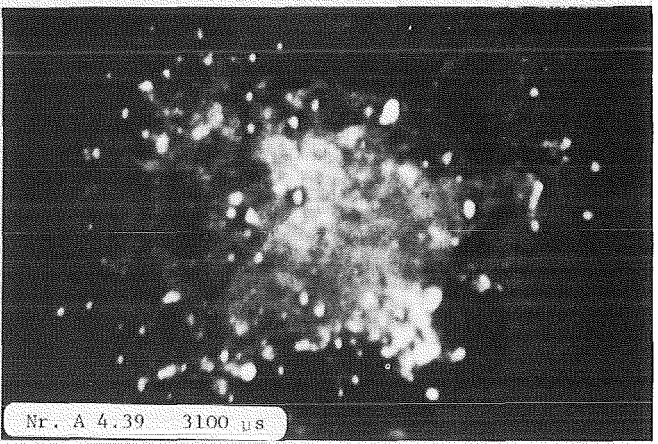
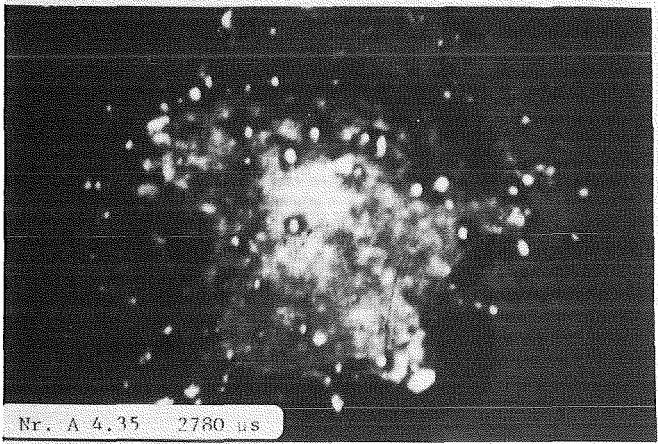
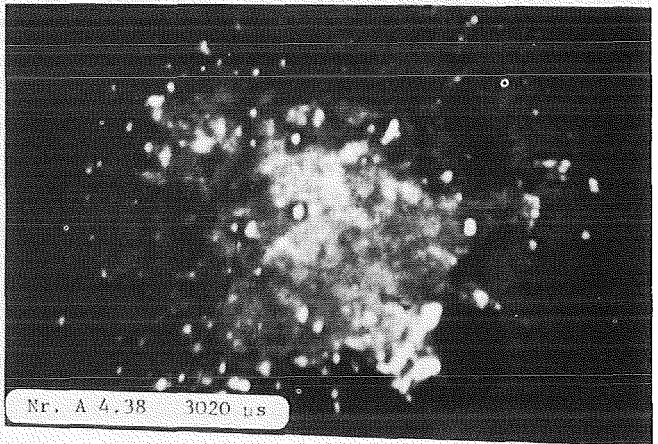
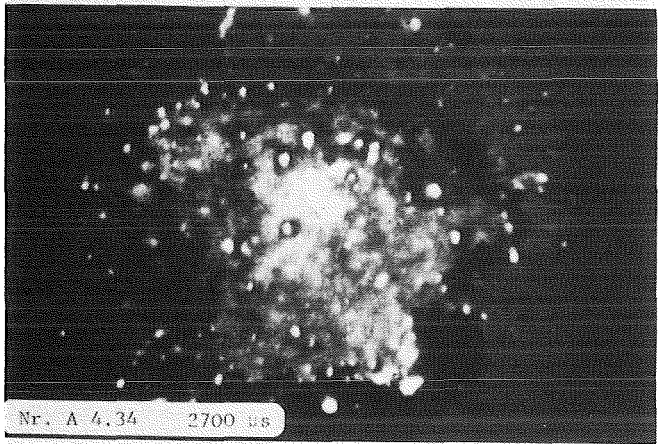
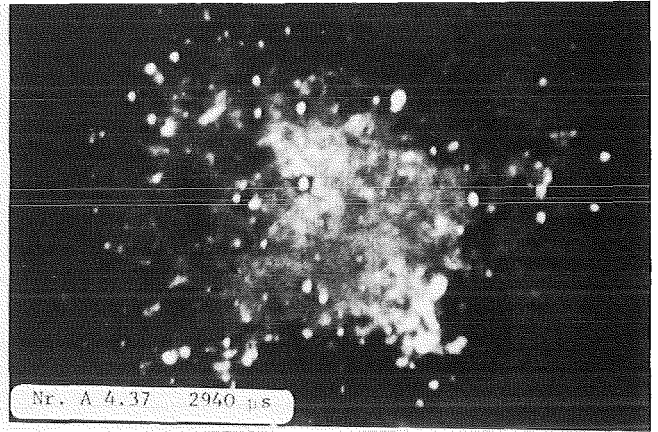
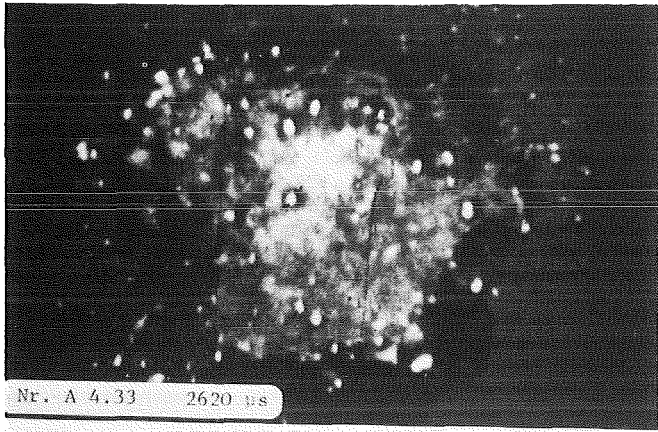
Abb. A 4.1 - A 4.44

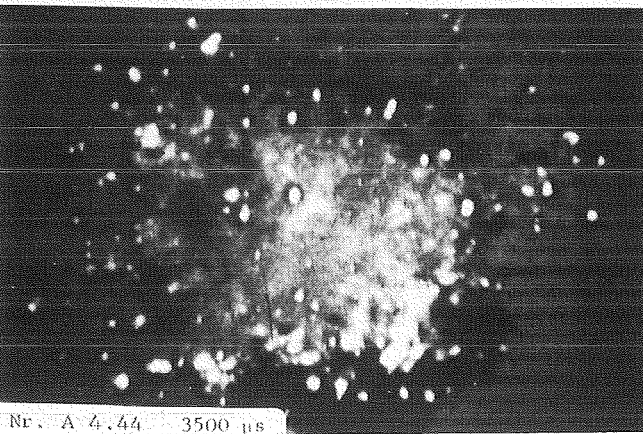
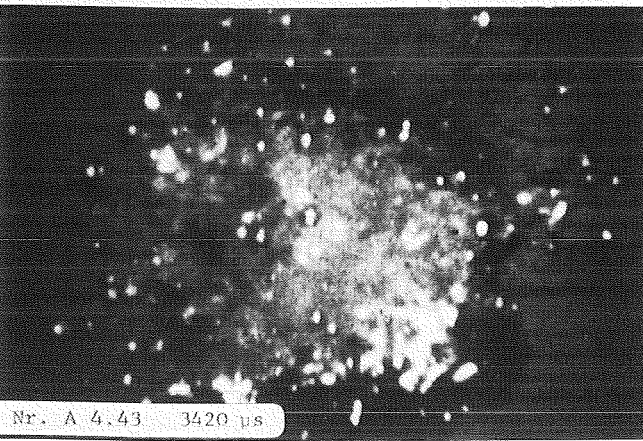
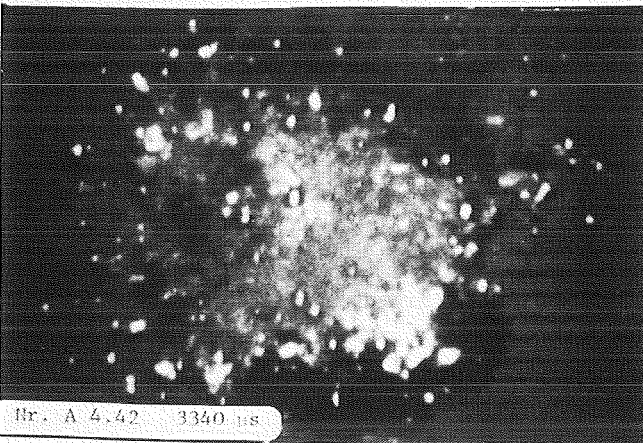
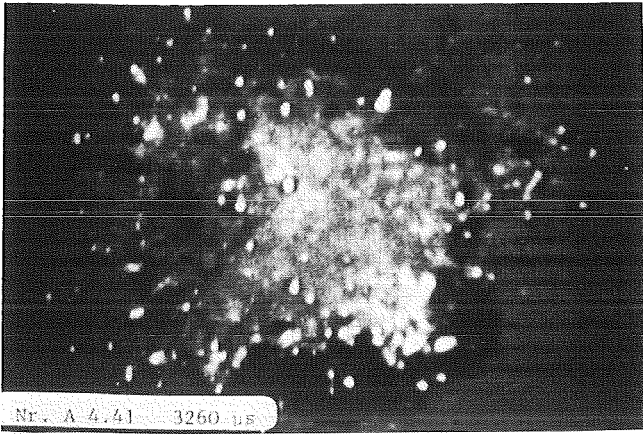












Appendix A, Teil A 5:

Ausgesuchte Einzelaufnahmen aus Experimenten mit einer prompten Fragmentation und einer verzögerten Fragmentation

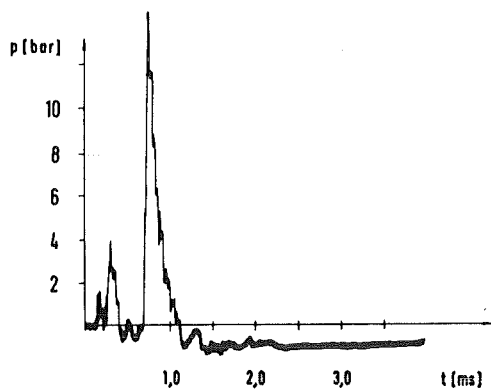
Abb. A 5.1 - A 5.5

Abb. A 5.1 - A 5.3
Versuch B 42 (1980)

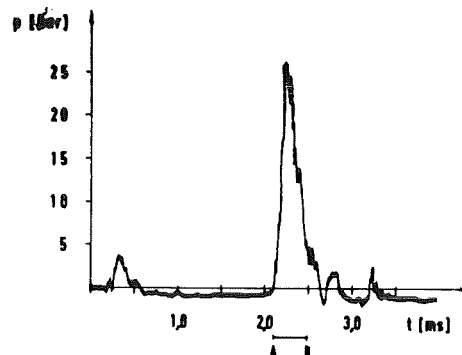
Cu = 1700 °C
P_{Tr} = 0.4 MPa

Abb. A 5.4 - A 5.5
Versuch B 44 (1980)

Cu = 1300 °C
P_{Tr} = 0.4 MPa



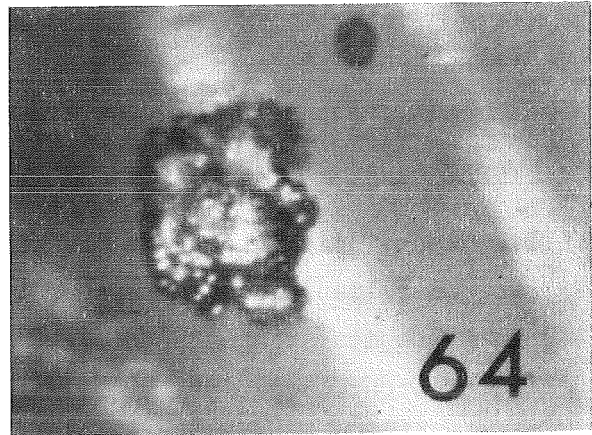
Druckaufzeichnung von
Versuch B 42



Druckaufzeichnung von
Versuch B 44



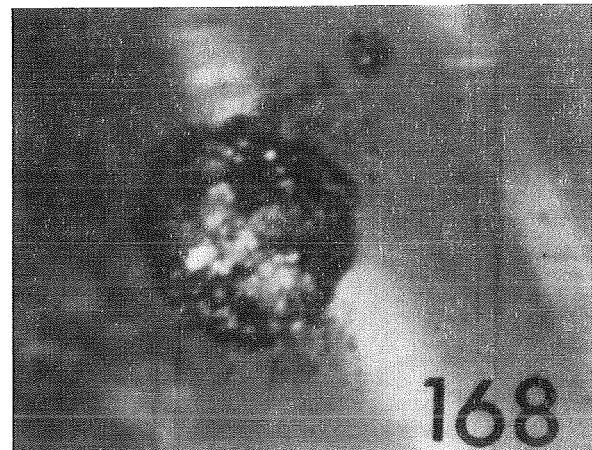
Nr. A 5.1
Versuch B 41 $t = 380 \mu\text{s}$



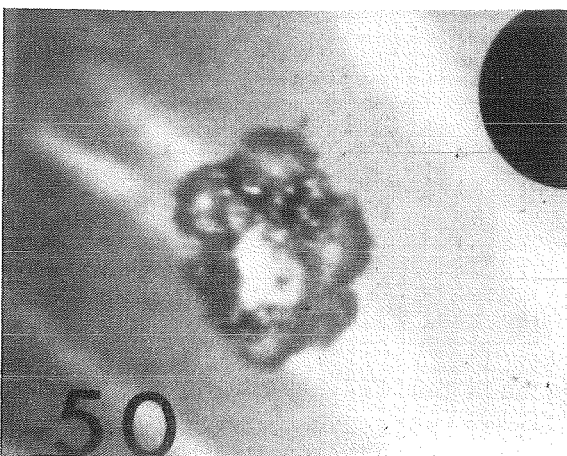
Nr. A 5.4
Versuch B 26 $t = 640 \mu\text{s}$



Nr. A 5.2
Versuch B 41 $t = 460 \mu\text{s}$



Nr. A 5.5
Versuch B 26 $t = 1680 \mu\text{s}$



Nr. A 5.3
Versuch B 41 $t = 500 \mu\text{s}$

Appendix B

Berechnung der Geschwindigkeit und Beschleunigung der Dampf-Wasser-Grenzfläche

Die Geschwindigkeit und die Beschleunigung der Dampf-Wasser-Grenzfläche kann aus den Filmaufnahmen unter der Voraussetzung ermittelt werden, daß der in den Aufnahmen sichtbare äußere Umriß des Tropfens identisch mit der Dampf-Wasser-Grenzfläche ist. Diese Annahme ist für die Phase der raschen Expansion nach der Fragmentation nicht mehr in vollen Umfang zutreffend, da am äußeren Rand der expandierenden Masse Vermischung stattfindet. Als zweite Annahme wird zugrundegelegt, daß die Filmaufnahmen Abbild einer kugelsymmetrischen Form sind.

Für den mittleren Radius r dieser Kugel gilt:

$$r = R_0 \sqrt{x}$$

mit $x = A^*$ als der normierten Projektionsfläche der Kugel und R_0 dem mittleren Radius zum Zeitpunkt Null.

Dann ist die mittlere Geschwindigkeit durch

$$v = 1/2 R_0 x^{-1/2} \dot{x}$$

und die Beschleunigung durch

$$a = 1/2 R_0 x^{-1/2} \ddot{x} - R_0 x^{-3/2} \dot{x}^2$$

bestimmt. Die Werte \dot{x} und \ddot{x} werden aus gemessenen Werten der normierten Projektionsfläche A^* nach folgenden Differenzenformeln ermittelt:

$$\dot{x}_i = \frac{A^*_{i+1} - A^*_{i-1}}{\Delta t}$$

$$\ddot{x}_i = \frac{A^*_{i+1} - 2A^*_i + A^*_{i-1}}{\Delta t^2}$$

Hier ist Δt die zeitliche Differenz zwischen zwei Filmaufnahmen.

Die Volumenarbeit W , die bei der Expansion nach der Fragmentation geleistet wurde, ist mit der Gleichung

$$W = \int p \, dV$$

ermittelt worden, wobei p der Druck an der Phasengrenze und V das Volumen der expandierenden Masse ist.

$$dV = 4 \pi r^2 dr$$

Hier ist

$$r = R_0 \sqrt{x}$$

$$dr = \dot{r} dt = 1/2 R_0 x^{-1/2} \dot{x} dt$$

$x = A^*$ ist die normierte Projektionsfläche, r der mittlere Radius und dt die Zeitdifferenz zwischen zwei Aufnahmen.

Dann folgt:

$$dV = 2 R_0^3 x^{1/2} \dot{x} dt$$

und

$$W = \int 2 \pi R_0^3 x^{1/2} \dot{x} p dt$$

Der gemessene Druck p wurde mit der Rayleigh-Gleichung korrigiert

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho \left\{ \frac{R^2 \ddot{R} + 2R\dot{R}}{r^2} + \frac{4}{2} \frac{R^4 \dot{R}^2}{r^5} \right\}$$

Daraus folgt:

$$p(R) - p(R_0) = \rho \left\{ (R^2 \ddot{R} + 2R\dot{R}^2) \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right) - \frac{R^4 \dot{R}^2}{2} \left[\left(\frac{1}{R} \right)^4 - \left(\frac{1}{R_0} \right)^4 \right] \right\}$$

wobei R_0 der Abstand bis zum Druckmeßkopf ist und R der Radius der expandierenden Wolke. Mit der Einführung von y

$$y = \frac{R}{R_0}$$

wird aus der obigen Gleichung

$$p(R) = p + \rho \left\{ (1-y) R \ddot{R} + \frac{\dot{R}^2}{2} (3-4y + y^4) \right\}$$

wobei $p(R)$ der Druck an der Phasengrenze ist und p der am Druckmeßkopf gemessene Druck.

Appendix C

Versuchsparameter und Einzelergebnisse der wesentlichen Experimente

In den nachfolgenden Tabellen sind die Parameter und Ergebnisse der Versuche zusammengestellt, die zur Auswertung herangezogen worden sind.

Die Bedeutung der Zeichen werden wie folgt erläutert:

- m_{Cu} Masse des Kupfertropfens
- Atmosph. Art der Atmosphäre, in der die Aufheizung des Kupfertropfens stattfand. Die Abkürzung "Form" bzw. "CO" bedeuten Formiergas-Atmosphäre bzw. Kohlenstoffmonoxyd-Atmosphäre
- v_{Cu} Endtemperatur des Kupfertropfens in der Aufheizungsphase, gemessen mit einem Pyrometer.
- v_{H_2O} Wassertemperatur

Für nachfolgenden Zeichen steht Index 1 bzw. 2 für Meßkopf 1 bzw. Meßkopf 2. Der Druckmeßkopf 2 ist an der Gefäßwand auf einer Höhe installiert, auf der am schmelzflüssigen Kupfertropfen durch die Triggerwelle Fragmentation ausgelöst wird. Der Meßkopf 1 ist 70 mm niedriger positioniert, als der Meßkopf 2 und mißt die Druckwellen, die entweder vom Trigger oder Fragmentation produziert wird, zeitversetzt mit dem Meßkopf 2.

- t_1 Der Zeitpunkt t , an dem die Druckwelle des Triggers den Meßkopf 1 erreicht.
- P_{1max} Druckspitze der Triggerwelle gemessen am Meßkopf 1
- $\int p_1 dt$ Zeitintegral des Triggerdrucks gemessen am Meßkopf 1
- Δt_1 Die Breite des Triggerdruckes gemessen am Meßkopf 1 in Mikrosekunden

t_2 , P_{2max} , $\int p_2 dt$ und Δt_2 sind die entsprechenden Meßwerte der Triggerwelle, gemessen am Druckmeßkopf 2.

- τ_{Fr} Verzögerungszeit der Fragmentation. Der Bezugszeitpunkt ist der Zeitpunkt t_2 , an dem die Triggerwelle den Meßkopf 2 (und damit den Tropfen) erreicht.

$P_{Fr max.}$, $P_{Fr} dt$ bzw. t_{Fr} entsprechen der oben erläuterte Größe.

Index Fr steht für Fragmentation.

* bedeutet prompte Fragmentation.

Appendix C: Versuchsparameter und Einzelergebnisse der wesentlichen Experimente

Vers.-Nr.	Datum	m_{Cu} /g/	Atmosph.	θ_{Cu} /°C/	θ_{H_2O} /°C/	t_1 / μ s/	P_{1max} /MPa/	$\int P_1 dt$ /Pas/	Δt_1 / μ s/	t_2 / μ s/	P_{2max} /MPa/	$\int P_2 dt$ /Pas/	Δt_2 / μ s/	t_{Fr} / μ s/	P_{Frmax} /Mpa/	$\int P_{Fr} dt$ /Pas/	Δt_{Fr} / μ s/	Anmerkungen
TR1	28.12.81	2.1	Luft	1470	20	76	0.67	68.0	---	---	---	---	---	288	2.38	670.6	---	
TR2	29.12.81	2.0	Luft	1450	20	74	0.85	89.9	202	120	0.75	80.7	260	2976	5.06	769.1	594	
TR3	29.12.81	2.0	Luft	1420	20	74	0.66	66.0	188	150	0.50	54.1	210	2186	4.54	680.9	300	
TR4	29.12.81	2.0	Luft	1410	20	74	0.54	60.9	222	144	0.52	44.1	282	728	3.49	433.1	456	*
TR5	30.12.81	2.1	Luft	1400	20	74	0.52	50.6	188	152	0.43	36.9	192	796	4.04	726.4	460	*
TR6	30.12.81	2.0	Luft	1420	20	74	0.42	43.6	198	128	0.36	33.5	260	1542	4.11	927.2	682	
TR7	30.12.81	1.9	Luft	1420	20	74	0.39	38.4	197	136	0.31	22.6	202	2910	4.37	699.0	358	
TR8	30.12.81	2.0	Luft	1410	20	74	0.25	24.2	192	156	0.27	16.5	210	1192	3.72	523.5	748	
TR9	30.12.81	2.0	Luft	1410	20	82	0.42	41.0	202	220	0.41	30.1	192	1664	4.20	544.5	406	
TR10	30.12.81	2.0	Luft	1420	20	226	0.21	11.6	146	408	0.10	5.4	98	2030	3.83	684.3	422	
TR11	30.12.82	2.1	Luft	1450	20	180	0.10	8.4	164	426	0.06	4.5	---	1986	3.80	422.9	254	
														+) 2688	4.68	1304.0	726	
TR12	04.01.82	2.0	Luft	1600	20	74	0.84	76.9	160	152	0.80	---	---	182	2.44	276.0	188	Zeiter Druck-
														+) 6768	7.19	554.5	---	spitze nur vom
																		Meßkopf 2 gemessen.
TR13	04.01.82	2.0	Luft	1650	20	76	0.81	77.6	188	150	0.77	---	---	174	2.97	386.8	276	
TR14	04.01.82	2.1	Luft	1640	20	76	0.23	19.6	176	208	0.14	9.4	126	1090	2.53	341.7	260	
														+) 1794	4.98	951.0	562	
TR15	04.01.82	2.1	Luft	1660	20	76	0.45	44.1	182	200	0.42	56.2	300	424	3.83	582,8	256	*
TR16	04.01.82	2.0	Luft	1660	20	92	0.12	11.0	160	198	0.08	4.0	---	1262	1.60	190.5	168	
														+) 1430	4.70	875.3	518	
TR17	04.01.82	2.0	Luft	1660	20	78	0.20	22.7	198	---	0.16	12.2	---	---	---	---	---	Keine Fragmentation

Appendix C: (Fortsetzung 1)

Vers.-Nr.	Datum	m_{Cu} / g/	Atmosph.	θ_{Cu} / °C/	θ_{H_2O} / °C/	t_1 / μ s/	P_{1max} /MPa/	$\int P_{1dt}$ /Pas/	Δt_1 / μ s/	t_2 / μ s/	P_{2max} /MPa/	$\int P_{2dt}$ /Pas/	Δt_2 / μ s/	t_{Fr} / μ s/	P_{Frmax} /Mpa/	$\int P_{Fr dt}$ /Pas/	Δt_{Fr} / μ s/	Anmerkungen
TR18	04.01.82	2.0	Luft	1650	20	84	0.12	10.9	166	210	0.06	5.6	130	1058	0.10	13.7	---	
													+) 1620	4.25	510.5	---		
TR19	04.01.82	2.0	Luft	1800	20	78	0.63	61.1	186	124	0.50	48.5	222	238	1.90	47.1	42	*
													+) 280	1.86	110.0	106		
													386	2.90	582.7	522		
TR20	05.01.82	2.0	Luft	1800	20	76	0.64	57.7	166	124	0.49	44.2	206	2240	1.73	168.6	---	*
													+) 6832	4.66	666.6	---		
TR21	05.01.82	2.1	Luft	1800	20	74	0.53	54.4	210	124	0.44	----	----	248	2.37	310.5	---	Gefäß wurde zer-
													+) 890	7.07	1658.0	822		stört. *
TR22	08.01.82	2.0	Luft	1300	20	80	0.49	50.3	190	130	0.39	41.9	225	2000	2.45	400.4	255	
TR23	08.01.82	2.0	Luft	1280	20	110	0.50	52.1	155	175	0.47	48.8	180	2935	4.55	845.9	685	
													+) 14880	0.39	69.1	---		
TR24	08.01.82	2.0	Luft	1280	20	---	0.22	----	----	----	----	----	----	keine	Fragmentation	---		
TR25	08.01.82	2.0	Luft	1260	20	65	0.52	60.6	185	120	0.52	56.3	220	11955	2.66	449.2	410	
TR26	16.01.82	1.9	Luft	1430	20	82	0.97	97.7	192	----	----	----	----	198	2.63	460.8	350	*
FA1	18.01.82	2.0	Luft	1440	20	80	1.03	104.8	230	----	----	----	----	200	2.66	307.6	178	*
FA3	19.01.82	1.9	Luft	1460	20	74	1.39	154.0	200	----	----	----	----	136	2.55	379.6	234	*
FA2	19.01.82	2.0	Luft	1450	20	72	0.92	98.2	196	122	0.88	90.3	254	2876	0.18	82.7	---	
FA4	20.01.82	2.0	Luft	1430	20	72	1.51	158.8	182	----	----	----	----	148	2.85	333.9	198	*
													+) 938	1.06	319.4	580		
FA5	20.01.82	2.0	Luft	1410	20	70	1.27	148.1	202	134	----	----	----	144	3.04	430.1	240	*
FA6	20.01.82	2.0	Luft	1570	20	68	1.45	151.3	182	----	----	----	----	174	4.40	552.8	216	*

Appendix C: (Fortsetzung 2)

Vers.-Nr.	Datum	m_{Cu} /g/	Atmosph.	θ_{Cu} /°C/	θ_{H_2O} /°C/	t_1 / μ s/	P_{1max} /MPa/	$\int P_1 dt$ /Pas/	Δt_1 / μ s/	t_2 / μ s/	P_{2max} /MPa/	$\int P_2 dt$ /Pas/	Δt_2 / μ s/	t_{Fr} / μ s/	P_{Frmax} /Mpa/	$\int P_{Fr} dt$ /Pas/	Δt_{Fr} / μ s/	Anmerkungen
FA8	20.01.82	2.0	Luft	1580	20	78	1.20	134.2	196	154	----	----	---	96	2.55	413.9	270	*
FA9	27.01.82	2.1	Luft	1580	20	76	0.49	51.1	152	156	0.48	49.5	244	1966	5.0	712.1	304	
A1	27.01.82	2.0	Luft	1550	20	72	----	-----	---	124	1.16	283.9	416	6290	3.75	484.8	288	
A2	27.01.82	2.0	Luft	1530	20	76	1.17	134.7	184	156	0.97	109.3	190	218	3.20	304.5	178	
A4	01.02.82	2.0	Luft	1520	20	72	1.33	150.8	186	122	----	-----	---	118	2.40	433.7	350	*
A5	01.02.82	1.9	Luft	1530	20	78	0.74	81.0	180	126	0.77	-----	---	142	1.60	204.5	198	*
														+)986	2.50	440.6	---	
B1	02.02.82	2.0	Luft	1260	20	76	1.12	126.4	182	124	0.93	97.9	222	350	3.50	550.9	268	*
B4	02.02.82	2.0	Luft	1380	20	70	1.29	152.8	186	122	----	-----	---	140	2.34	437.7	264	*
B5	05.02.82	2.1	Luft	1280	20	72	1.03	116.4	194	122	----	-----	---	232	2.55	551.0	534	*
C2	05.02.82	2.0	Luft	1300	20	72	1.19	143.4	248	---	----	-----	---	(5092	3.01	1250.0	826) ⁺	+Druckmessung vom Meßkopf 1.
D1	09.02.82	2.0	Luft	1300	36	100	1.20	126.6	176	118	----	-----	---	138	2.23	544.4	330	*
D6	10.02.82	2.0	Form	1300	20	--	----	-----	---	122	0.76	54.2	262	----	----	-----	---	keine Fragmentation
E1	19.02.82	2.0	Luft	1260	20	80	1.35	159.5	180	124	1.10	111.5	210	250	3.32	517.5	288	*
F4	26.02.82	1.9	Luft	1300	20	68	1.28	143.3	180	122	1.07	----	---	214	2.50	346.3	188	*
G1	01.03.82	2.0	Luft	1310	20	68	1.36	191.7	---	140	1.50	191.9	284	---	Verzögerungszeit größer als der Meßbereich			
G3	01.03.82	1.9	Luft	1320	20	74	1.13	141.1	194	122	0.95	-----	---	220	3.56	547.8	316	*
G4	01.03.82	2.1	Luft	1300	20	72	1.09	119.9	192	122	1.13	-----	---	4494	5.10	836.5	356	
G5	02.03.82	2.0	Luft	1250	20	74	1.19	120.0	178	126	1.16	120.4	256	358	2.80	303.7	228	Fluten des Gefäßes nicht funktioniert
H1	03.03.82	2.0	Luft	1320	20	72	0.79	89.8	220	120	0.71	67.1	---	184	3.25	409.7	270	

Appendix C: (Fortsetzung 3)

Vers.-Nr.	Datum	m_{Cu} /g/	Atmosph.	θ_{Cu} /°C/	θ_{H_2O} /°C/	t_1 /µs/	P_{1max} /MPa/	$\int P_1 dt$ /Pas/	Δt_1 /µs/	t_2 /µs/	P_{2max} /MPa/	$\int P_2 dt$ /pas/	Δt_2 /µs/	t_{Fr} /µs/	P_{Frmax} /Mpa/	$\int P_{Fr} dt$ /Pas/	Δt_{Fr} /µs/	Anmerkungen
H2	04.03.82	2.0	Luft	1310	20	74	0.83	92.0	178	128	0.91	112.2	---	3704	8.11	1055.0	318	
H4	05.03.82	2.0	Luft	1240	20	74	0.73	79.6	220	130	0.67	55.4	234	3772	4.59	648.9	300	
H5	05.03.82	1.9	Luft	1290	20	70	0.49	56.9	---	125	0.45	58.2	310	1765	4.50	717.6	520	
I1	05.03.82	2.0	Luft	1300	20	76	0.39	44.9	234	130	0.34	29.9	290	3928	2.58	362.7	1370	
I2	05.03.82	2.1	Luft	1280	20	84	0.15	15.5	226	148	0.08	7.9	256	2662	0.86	245.5	910	
I3	08.03.82	2.1	Luft	1270	20	78	0.18	17.1	204	212	0.14	17.1	236	---	Verzögerungszeit größer als der Meß-			
I4	08.03.82	2.0	Luft	1300	20	78	0.19	18.9	210	156	0.14	11.7	224	1972	1.38	296.6	442	

Appendix C: (Fortsetzung 4)

Vers.-Nr.	Datum	m_{Cu} /g/	Atmosph.	θ_{Cu} /°C/	θ_{H_2O} /°C/	t_1 / μ s/	P_{1max} /MPa/	$\int P_1 dt$ /Pas/	Δt_1 / μ s/	t_2 / μ s/	P_{2max} /MPa/	$\int P_2 dt$ /Pas/	Δt_2 / μ s/	t_{Fr} / μ s/	P_{Frmax} /Mpa/	$\int P_{Fr} dt$ /Pas/	Δt_{Fr} / μ s/	Anmerkungen
I5	08.03.82	2.1	Form	1550	20	66	1.28	137.2	190	124	1.56	160.7	278	----	----	----	---	
J1	08.03.82	2.0	Form	1680	20	72	1.16	137.1	184	124	1.77	222.1	402	----	----	----	---	
J2	08.03.82	2.0	Form	1620	20	85	1.1	136.2	220	150	2.16	183.5	304	----	----	----	---	
J4	09.03.82	2.0	Form	1740	20	74	1.22	147.9	176	140	2.07	235.7	392	----	----	----	---	
J5	09.03.82	1.8	Form	1790	20	70	1.05	126.5	184	138	1.66	137.5	262	----	----	----	---	
K1	10.03.82	2.0	Form	1700	20	68	1.1	125.7	184	144	1.3	124.7	262	----	----	----	---	
K2	10.03.82	1.9	Form.	1740	20	78	0.68	69.8	230	146	0.53	97.1	410	----	----	----	---	
K3	10.03.82	2.1	Form	1080	20	72	1.52	169.7	194	144	1.85	196.3	250	----	----	----	---	
K4	10.03.82	2.0	Form	1330	20	72	----	208.6	194	146	----	231.8	258	5766	0.54	119.8	336	Fragm. nicht kugel-
K5	10.03.82	2.0	Form	1740	20	72	1.83	225.4	196	----	----	----	----	----	----	----	---	förmig
L3	11.03.82	2.1	Form	1650	20	82	1.6	191.5	184	143	17.5	229.6	257	432	0.59	59.0	220	*
L4	11.03.82	2.0	Form	1670	20	76	4.9	857.8	260	130	----	----	---	---	>10.0	461.2 ⁺	---	Trig. und Fr. nicht
L5	12.03.82	2.0	Form	1610	20	72	4.8	----	---	keine Druckaufz..	----	----	----	----	----	----	---	klar voneinander zu
N1	16.03.82	2.1	CO	1480	20	86	2.5	966.1	736	148	2.6	796.3	624	1916	5.9	815.8	240	unterscheiden.
N1	17.03.82	2.0	CO	1490	20	82	2.6	996.8	726	146	2.6	833.1	588	2526	4.3	819.6	456	+ geschätzter Wert
N2	18.03.82	2.0	Form	1480	20	80	2.6	1007.0	704	136	2.3	881.2	818	----	----	----	---	
N4	18.03.82	1.9	CO	1510	20	78	1.3	147.6	206	132	1.2	164.3	400	----	----	----	---	
N5	18.03.82	2.0	CO	1500	20	86	2.6	1007.0	652	140	3.3	830.3	470	----	----	----	---	Gefäß wurde zerstört

Appendix D

Interpretation der optischen Effekte auf den Filmaufnahmen

Die eingesetzte Hochgeschwindigkeitskamera, Cordin Daynafax 374 A, hat eine Apertur von 44 (eine konventionelle Hochgeschwindigkeitskamera 3). Zudem ist die Belichtungszeit eines Bildes bei einer maximalen Aufnahmefrequenz von 100.000 Bilder pro Sekunde ca. $1\mu\text{s}$. Eine lichtintensives Blitzlicht ist notwendig, um eine ausreichende Belichtung des Films zu ermöglichen.

Der schmelzflüssige Kupfertropfen ist selbststrahlend und ist auch auf den Aufnahmen sichtbar, wenn er mit einer konventionellen Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen wird. Die Lichtintensität der Selbststrahlung des schmelzflüssigen Kupfers ist aber gegenüber der des eingesetzten Blitzlichtes vernachlässigbar klein. Die Hochgeschwindigkeitskamera, Daynafax 374 A, sieht daher nur das Licht, das vom Blitzlicht ausgestrahlt worden ist. In den Filmaufnahmen erscheint der Kupfertropfen anfangs als dunkler Fleck (die jeweils ersten Bilder der Teile 1-4 im Anhang A).

Der Lichtstrahl wird beim Ein- und Austritt an der Dampf-Wasser-Grenzfläche gebrochen, und zum Teil an der Tropfenoberfläche absorbiert. Die Dampf-Wasser-Grenzfläche wirkt für die austretenden Strahlen wie eine konvexe Linse und streut sie daher. Die äußere Kontur des Tropfens ist identisch mit der Dampf-Wasser-Phasengrenze. Die hell leuchtende Stelle in der Tropfenmitte entsteht durch Reflexion an der Dampf-Wasser-Phasengrenze. In der Endphase des Dampffilmkollapses beobachtet man eine sichtliche Änderung der Helligkeit des Tropfens (Abb. Nr. A1.10 - A1.12). Der Tropfen wird über den ganzen Umfang heller und man gewinnt den Eindruck, daß die Oberflächenstruktur des Kupfertropfens sichtbar wird. Dieses Aufhellen steht in engem Zusammenhang mit der Abnahme der Dampffilmstärke. In einem extrem dünnen Dampffilm (nach [34] eineige Mikrometer) herrschen Temperaturen und Drücke, die erheblich von den Werten vor dem Dampffilmkollaps abweichen. An der Phasengrenzfläche stellt sich wahrscheinlich ein Brechungsindex ein, bei der die Dispersion der Strahlen weitgehend unterdrückt wird. Die Filmdicke bewegt sich im Bereich der Wellenlänge sichtbaren Lichtes. Dies könnte optische Effekte am Tropfen zur Folge haben. Die genaue Ursache für die optische Veränderung des Tropfenbildes am Ende des Dampffilmkollapses konnte nicht abschließend geklärt werden.