

9 Schweißen

Das Laserstrahlschweißen zählt zu den Fügetechnologien, bei denen die Verbindung der zu fügenden Teile in schmelzflüssigem Zustand erfolgt. Bauteile aus Werkstoffen, welche die Laserstrahlung so absorbieren, wie es in den Abschnitten 4.2 und 4.3 beschrieben ist, werden meist mittels cw Laserstrahlung gefügt, bei kurzen Nähten oder Schweißpunkten kommen auch Laserpulse zur Anwendung. Durch Nutzung nichtlinearer Absorptionsmechanismen, welche beim Einsatz ultrakurzer Laserpulse eintreten, können auch Werkstücke gefügt werden, die sonst bei der Wellenlänge der verwendeten Laserstrahlung transparent sind. Dies hat zusätzlich den Vorteil, dass die Schweißnähte nicht zwingend an der Oberfläche, sondern im Volumeninneren eines Bauteils erzeugt werden können. Wiewohl der Schwerpunkt dieses Kapitels auf den meist im Dauerstrichbetrieb durchgeführten Schweißverfahren mit nichttransparenten Werkstoffen liegt, wird in Abschnitt 9.9 der Vollständigkeit halber in kurzer Form auf das Schweißen transparenter Bauteile eingegangen.

Beim Laserschweißen von Bauteilen aus nichttransparenten Materialien – in der hier erfolgten Behandlung auf metallische Werkstoffe begrenzt – ist prinzipiell zwischen zwei Modi zu unterscheiden, dem *Wärmeleitungs-* und dem *Tiefschweißen*. Letzteres hat aufgrund der besseren Energienutzung (höherer Prozesswirkungsgrad) und den weit höheren Schweißgeschwindigkeiten eine sehr viel größere Bedeutung für die Fertigungstechnik, weshalb in der Praxis mit Laserstrahlschweißen generell der Modus des Tiefschweißens gemeint ist. Dieses Verfahren steht denn auch im Zentrum der Ausführungen. Sein besonderer Vorteil gegenüber anderen thermischen Verfahren wie dem Autogenschweißen und den verschiedenen Varianten des Lichtbogenschweißens beruht darauf, dass die für das Erschmelzen der Naht benötigte Energiemenge in kurzen Zeiten – aufgrund der hohen Intensitäten im fokussierten Laserstrahl – sehr gezielt in die Fügezone eingebracht werden kann und die Wärmeleitungsverluste in das umgebende Material deshalb im Verhältnis zur absorbierten Leistung erheblich niedriger sind. Als Folge ergeben sich schlanke Nähte und eine insgesamt geringere thermische Belastung des Bauteils, was nachteilige Auswirkungen von Spannungen und Verzügen deutlich mindert. Hinsichtlich der Erzeugung extrem tiefer und schmaler Nähte ist das Elektronen- dem Laserstrahlschweißen zwar überlegen, doch erfordert es dafür ein Vakuum, was unter vielen industriellen Randbedingungen von Nachteil ist. Zudem zeigt sich, dass man mit den heute zur Verfügung stehenden Faser- und Scheibenlasern fast vergleichbare Ergebnisse erzielen kann.

Beim *Wärmeleitungsschweißen* (WLS) erfolgt die Energieeinkopplung, wie schon in Kapitel 4 erwähnt, an der mehr oder weniger ebenen Oberfläche des erzeugten Schmelzebads. Maßgeblich für den absorbierten Anteil ist hierbei der Absorptionsgrad, weshalb sich für dieses Verfahren Laser mit einer Wellenlänge um $1\ \mu\text{m}$ besser eignen als CO_2 -Laser. Zumal keine starke Fokussierung erforderlich ist, bieten sich Diodenlaser an. Der Energietransport innerhalb des Schweißbades erfolgt im Wesentlichen konduktiv, während ein konvektiver Beitrag, der ja mit Massentransport verknüpft ist, im Allgemeinen eine untergeordnete Rolle spielt. Allerdings kann man sich die durch bestimmte Schutzgase modifizierbare Marangoniströmung zunutze [286] machen, um das Schweißergebnis mittels fluidmechanischer Effekte zu beeinflussen. Kennzeichnend für Wärmeleitungsschweißungen sind glatte Nahtoberflächen als Folge des im

Vergleich zum Tiefschweißen sehr ruhig ablaufenden Prozesses. Die Nahtquerschnitte weisen ein Verhältnis zwischen Tiefe und Breite von typischerweise bis zu eins auf.

Charakteristisch für das *Tiefschweißen* (TS) ist das Vorhandensein einer Dampfkapillare im Schmelzebad. Daraus ergeben sich nicht nur grundlegende Unterschiede zum Wärmeleitungsschweißen hinsichtlich der Einkopplung der Energie, sondern auch ihres Transports und ihrer Verteilung im Schmelzebad, dessen Geometrie und schließlich des daraus resultierenden Nahtquerschnitts. Nachdrücklich betont sei, dass mit dem Begriff Tiefschweißen nicht eine Schweißung mit besonders großer Tiefe bezeichnet wird, sondern ein Prozess, in welchem eine von einer ebenen Fläche abweichende Wechselwirkungszone (WWZ) das Auftreten von Mehrfachreflexionen erlaubt und zu einem Einkoppelgrad führt, der höher ist als der Absorptionsgrad.

Unabhängig vom Schweißmodus wird auch zwischen Ein- und Durchschweißungen unterschieden. Bei einer Einschweißung reicht die Tiefe der Schweißnaht nicht über die gesamte Dicke des Werkstücks. Die Rückseite des Werkstücks bleibt also in festem Zustand, und die Schweißnaht ist von dieser Seite nicht sichtbar. Bei einer Durchschweißung reicht die Schweißnaht hingegen über die gesamte Dicke des Werkstücks. Beim Tiefschweißen bedeutet dies in aller Regel, dass auch die Dampfkapillare sich durch das gesamte Werkstück erstreckt und ein Teil der Laserstrahlung durch deren Öffnung auf der Rückseite des durchgeschweißten Werkstücks austritt.

Grundlegende Untersuchungen zum Schweißprozess selbst werden zur Vereinfachung des experimentellen Aufwands zumeist anhand sogenannter Blindschweißungen gemacht. Das sind Schweißungen, welche an einem einfachen Stück Blech durchgeführt werden. Es werden dabei also nicht zwei oder mehr Fügepartner zusammengeschweißt, wie es normalerweise der eigentliche Zweck des Schweißens ist.

9.1 Schwelle zwischen Wärmeleitungs- und Tiefschweißen

Wenn die längenbezogene Leistung P/d_w so hoch ist, dass im Bereich der bestrahlten Oberfläche Verdampfungstemperatur erreicht wird, siehe Abschnitt 5.1.2.3, beginnt dort der abströmende Materialdampf mittels des erzeugten Rückstoßdrucks, siehe Abschnitt 5.2.3, die Oberfläche der Schmelze einzudrücken. Mit steigender Bestrahlungsstärke verstärkt sich dieser Effekt, bis die entstandene Mulde so tief ist, dass reflektierte Laserstrahlung ein zweites Mal innerhalb der WWZ auftrifft. Damit steigt die Energieeinkopplung sprunghaft an, der Verdampfungsprozess gewinnt an Intensität und die Schmelzeverdrängung reicht weiter in die Tiefe. Eine selbst geringe Steigerung der Laserleistung erhöht nun infolge dieses positiven Rückkopplungsmechanismus weiterhin den Einkoppelgrad (siehe dessen starke Zunahme bei den ersten Reflexionen in Bild 4.28 und Bild 4.30) und die Schweißtiefe, bis sich schließlich – entsprechend der vorgegebenen Strahleigenschaften und Prozessparameter – eine stationäre Geometrie der Dampfkapillare ausgebildet hat. Die Zeitdauer für diesen Vorgang liegt in der Größenordnung einer Millisekunde.

Der oben geschilderte Übergang vom Wärmeleitungs- zum Tiefschweißen erfolgt also ziemlich abrupt innerhalb einer geringen Variation der längenspezifischen Leistung bei ansonsten festgehaltenen Parametern. Er wird als *Schwelle* bezeichnet und der ihn charakterisierende Zusammenhang hierfür relevanter Größen als Schwellbedingung. Die wesentlichen Merkmale dieses

grundsätzlichen Sachverhalts sind in Bild 9.1 schematisiert und zusammen mit den wichtigsten Konsequenzen festgehalten: Diese sind der zum Erreichen der Verdampfungstemperatur durch die Materialeigenschaften festgelegte Wert des längenspezifischen Leistung P/d_w (siehe dazu die Ausführungen in Abschnitt 5.1.2 und explizit Gleichung (5.34) für einen bewegten Gaußstrahl mit $P = P_G$) und ein – wie im Folgenden noch diskutiert – vom Absorptionsgrad und Strahldurchmesser abhängiger, mehr oder weniger abrupter Anstieg der Schweißtiefe. Bild 9.2 gibt die deutlich verschiedenen Nahteigenschaften wieder, wie sie für die beiden Modi charakteristisch sind (der hier dokumentierte Sprung ist allerdings keine Folge der variierten Leistung, sondern entstand aufgrund geometriebedingt veränderter Wärmeleitung). Damit soll zum einen demonstriert werden, wie wenig stabil ein Prozess mit Parametern nahe der Schwellbedingung abläuft, und zum anderen soll verdeutlicht werden, dass ein sicherer Schweißprozess in einem Parameterfeld durchzuführen ist, das hinreichend weit entfernt von der Schwelle liegt.

Die Kenntnis der Schwelle ist also erforderlich für die Gestaltung des Schweißprozesses. Als Größe zu ihrer Kennzeichnung wurde früher zumeist die Intensität im Brennfleck herangezogen. Zwar bestimmt sie primär die in der WWZ ablaufenden physikalischen Vorgänge, doch ist

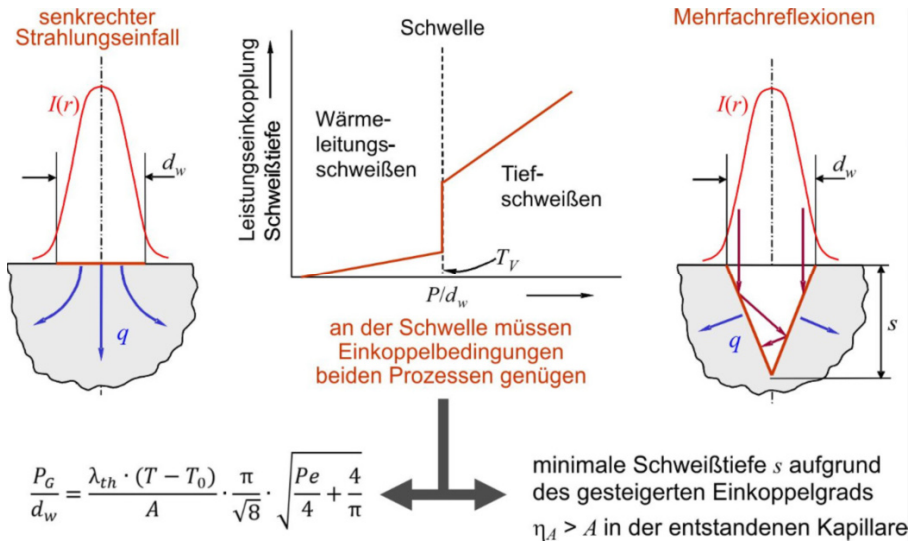


Bild 9.1 Qualitative Wiedergabe von eingekoppelter Leistung und Schweißtiefe s beim Übergang vom Wärmeleitungs- zum Tiefschweißen als Funktion der längenspezifischen Leistung P/d_w bei sonst gleich bleibenden Parametern, den Modellvorstellungen in [119] folgend. Unterhalb der Schwelle (Bildmitte) steigt die eingekoppelte Leistung mit $P \cdot A$, oberhalb – aufgrund der Mehrfachreflexion in der Kapillare – mit $P \cdot \eta_A$. Gezeigt sind ferner die jeweils typischen Einkoppelverhältnisse unmittelbar unter (links) bzw. oberhalb der Schwelle (rechts) mit den entsprechenden Wärmestromdichten q von der WWZ in das Werkstück. Vom Wärmeleitungsschweißen (links) herkommend ist als Schwellbedingung ein durch Gleichung (5.34) zum Erreichen der Verdampfungstemperatur gegebener Mindestwert von P/d_w erforderlich. Die Tiefe s der sich dann ausbildenden Dampfkapillare kann oberhalb der Schwelle einen minimalen Wert nicht unterschreiten, damit sich ein Gleichgewicht zwischen der durch Mehrfachreflexion erhöhten Einkoppelung und dem mit der Kapillartiefe gesteigerten totalen Wärmestrom in das Werkstück einstellt.

der Quotient aus Leistung und Brennfleckdurchmesser laut den in Abschnitt 5.1 aufgeführten und experimentell bestätigten Skalierungsbeziehungen der geeigneteren Parameter für Vergleiche und Korrelationen.

Der die Schwelle charakterisierende Wert von $P/d_w = (P/d_w)|_S$ wird im Allgemeinen so bestimmt, dass Einschweißungen bei steigender Leistung (Leistungsrampe) vorgenommen und z.B. aus Längsschliffen der Nähte die Tiefen vermessen werden. Die dem mehr (in Aluminiumlegierungen) oder weniger (in Eisenwerkstoffen) ausgeprägt sprunghaftem Anstieg von s entsprechende Leistung wird als Schwellwert definiert. Noch einfacher kann der Übergang vom Wärmeleitungs- zum Tiefschweißen an der abrupt veränderten Nahtoberfläche, siehe Bild 9.2, festgestellt werden. Eine andere Methode [287] besteht darin, die von der WWZ zurückreflektierte Laserstrahlung zu messen: Da in der im Tiefschweißmodus vorhandenen Kapillare mehr Leistung absorbiert wird als an der beim Wärmeleitungsschweißen ebenen Schmelzeoberfläche, ist dies am reflektierten Leistungsanteil zu erkennen. Die beim Übergang zwischen Wärmeleitungs- zu Tiefschweißen entstehende Kapillare kann auch in photographischen Aufnahmen der WWZ mittels Hochgeschwindigkeitsvideos gut erkannt werden [288].

Für die Berechnung der zum Erreichen der Verdampfungstemperatur erforderlichen längenbezogenen Leistung P/d_w können die in Abschnitt 5.1.2 diskutierten und in Bild 5.11 wiedergegebenen Beziehungen (5.28), (5.34) oder (5.36) herangezogen werden. Experimentell festgestellte Zusammenhänge zwischen Prozessparametern und Stoffeigenschaften werden anhand von Bild 9.3 bis Bild 9.7 erörtert. Bild 9.3 (li) zeigt die gute Korrelierbarkeit der Schwelle mit P/d_w , was als Bestätigung der Betrachtungen in Abschnitt 5.1.2 und der Gleichungen (5.28), (5.34) und (5.36) zu werten ist [289]. Zumindest für Aluminium und im hier betrachteten Parameterbereich weisen dieselben Daten in Bild 9.3 (re) ein an der Schwelle sich nur geringfügig änderndes Aspektverhältnis s/d_w und damit eine in erster Näherung einigermaßen konstante Proportionalität zwischen Schweißtiefe und Brennfleckdurchmesser auf [289].

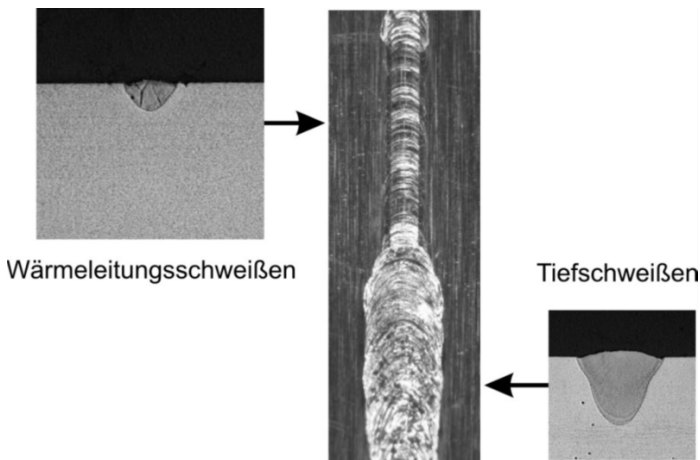


Bild 9.2 Während des Schweißens (Nd:YAG-Laser, Aluminium) aufgetretener Wechsel des Prozessmodus bei konstanten, nahe der Schwelle liegenden Parametern, nach [289]. Der größere Nahtquerschnitt beim Tiefschweißen ist Ausdruck der in diesem Modus sehr viel höheren Energieeinkopplung.

Nicht so deutlich zeigt sich dieses Sprungverhalten bei Eisenwerkstoffen, weshalb die hierfür angegebenen Schwellwerte $(P/d_w)_S$ (erhalten bei Laserwellenlängen um $1 \mu\text{m}$) zwischen etwa $1,5$ und 2 kW/mm [289] bis 4 kW/mm [290] (in dieser Arbeit ist ein sprunghafter Anstieg der Schweißtiefe um ca. 30% von einem „Übergangsgebiet“ aus zu erkennen) liegen.

Bei der Deutung des bei Aluminiumlegierungen besonders gut zu beobachtenden sprunghaften Anstiegs sei den Ausführungen in [119] gefolgt. Für die dort entwickelte Analyse wird angenommen, dass die Laserleistung unmittelbar vor und nach erfolgtem Übergang vom Wärmeleitungs- zum Tiefschweißen dieselbe ist. Beim Wärmeleitungsschweißen unmittelbar unterhalb der Schwelle ist die eingekoppelte Leistung durch $A \cdot P$ gegeben. Im stationären Gleichgewicht entspricht dieser Wert dem 3D Wärmefluss von der durch den Laserstrahl erwärmten ebenen Oberfläche in das Werkstück. Wenn in erster Näherung eine über die bestrahlte Fläche gemittelte Wärmeflussdichte q_e angenommen wird, muss also

$$A \cdot P = \pi \frac{d_w^2}{4} q_e \quad (9.1)$$

gelten. Für den Bereich unmittelbar oberhalb der Schwelle wurde in [119] eine konisch geformte Dampfkapillare der Tiefe s postuliert und in erster Näherung angenommen, dass der Wärmefluss durch deren Wand als äquivalent dem Wärmefluss durch den Mantel, q_r , und durch die Grundfläche eines Zylinders, q_e , modelliert werden kann. Des Weiteren wurde angenommen, dass hier der nach unten gerichtete Wärmestrom q_e in guter Näherung gleich ist wie der beim Wärmeleitungsschweißen unmittelbar unterhalb der Schwelle. Als Durchmesser für diese zylinderförmige Ersatzwärmequelle wurde in [119] der Wert $d_w/2$ gewählt, was dem mittleren Durchmesser der konischen Kapillare (zwischen der Öffnung d_w an der Oberfläche und der Kapillarspitze) entspricht. Mit der in der Kapillare eingekoppelten Leistung $\eta_A \cdot P$ ergibt sich für das Tiefschweißen unmittelbar oberhalb der Schwelle zusammenfassend damit die stationäre Gleichgewichtsbedingung für den Energiefluss

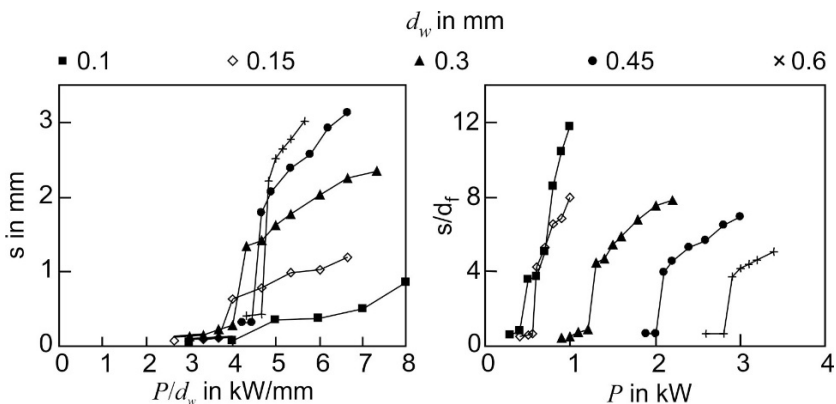


Bild 9.3 Experimentelle Untersuchung des Übergangs von Wärmeleitungs- zu Tiefschweißen: Das linke Bild bestätigt durch Messungen mit unterschiedlichen Strahldurchmessern, dass die Schwelle durch einen konstanten Wert von P/d_w bestimmt wird, wie dies aus Betrachtungen der Wärmeleitung hervorgeht (siehe Abschnitt 5.1.2.3). Das rechte Teilbild verdeutlicht, dass sich an der Schwelle eine minimale Schweißtiefe einstellt (siehe Text). AlMgSi1, Wellenlängen $1,06$ bzw. $1,03 \mu\text{m}$, $v = 2 \text{ m/min}$.

$$\eta_A \cdot P = \pi \frac{d_w^2}{4} q_e + \pi \frac{d_w}{2} s \cdot q_r. \quad (9.2)$$

Durch Division der beiden Gleichungen (9.2) und (9.1) folgt

$$\frac{\eta_A}{A} = 1 + \frac{s}{d_w} \cdot 2 \frac{q_r}{q_e}. \quad (9.3)$$

Eine zweite Beziehung zwischen Aspektverhältnis s/d_w und den Größen A und η_A ist durch Gleichung (4.67) mit (4.71) gegeben, wodurch sich nun die zwei Unbekannten s/d_w und η_A/A formal bestimmen lassen. In [119] wurde hierzu mit Näherungen für (4.67) und für die Wärmeflussdichten das Aspektverhältnis s/d_w an der Schwelle als Funktion der Peclet-Zahl (5.24) und des Absorptionsgrads A explizit ausgedrückt. Die in Bild 9.4 für drei typische Werte von A und einen prozessrelevanten Wertebereich für Pe wiedergegebenen Ergebnisse dieser Analyse zeigen, dass mit steigender Pe -Zahl ($v \cdot d_w \uparrow$ und/oder $k \downarrow$) und zunehmendem Absorptionsgrad der Sprung im Aspektverhältnis der Schweißtiefe abnimmt. Damit ist auch verständlich, warum dieses Sprungverhalten bei Aluminium deutlich ausgeprägter ist als bei Stahl: Erstens ist bei gleichem d_w und v wegen der höheren Temperaturleitfähigkeit k von Aluminium Pe geringer und zweitens ist auch der Absorptionsgrad A von Aluminium niedriger. Das Ergebnis zeigt auch, dass das Aspektverhältnis der Dampfkapillare an der Schwelle nicht ganz so konstant ist, wie dies der erste Eindruck von Bild 9.3 vermuten lässt. Aus Bild 9.4 ist zu erkennen, dass s/d_w mit abnehmendem Strahldurchmesser wegen $Pe = vd_w/k$ zunimmt, allerdings unterproportional; eine Reduktion von Pe um den Faktor zwei von 0,2 auf 0,1 (in der Graphik $Pe/2$ von 0,1 auf 0,05) führt selbst für die Kurve a nur zu einem 30%-igen Anstieg von s/d_w . Bei

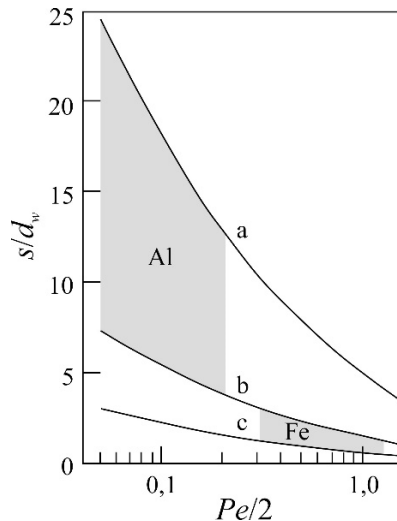


Bild 9.4 Aspektverhältnis der Kapillare s/d_w bei Einsetzen des Tiefschweißeffekts an der Schwelle in Abhängigkeit der Peclet-Zahl, nach [119]. Die Werte des den Kurven bei der Berücksichtigung des Einkoppelgrads in eine konische Kapillare zugrunde liegenden Absorptionsgrads A sind a: 0,05; b: 0,15; c: 0,3; die angelegten Bereiche kennzeichnen typische Verhältnisse für das Schweißen von Aluminium und Eisen mit CO_2 - und Lasern der Wellenlänge um 1 μm .

festgehaltenen Parametern d_w und k und konstanter Leistung führt eine Geschwindigkeitssteigerung zu einer Reduktion des Aspektverhältnisses an der Schwelle (was auch aus Bild 9.5 mit der dann geringeren Steigung der Geraden $s(P/d_w)$ hervorgeht und durch experimentelle Befunde bestätigt ist); der Einfluss des Prozessparameters v wird weiter unten noch eingehend diskutiert.

Die Bedeutung des Strahldurchmessers und somit einer guten Fokussierbarkeit des Laserstrahls ist unbeschadet von der Notwendigkeit weiterer Detailuntersuchungen offenkundig: je kleiner d_w gehalten werden kann, desto weniger Laserleistung ist erforderlich, um die Schwelle zu erreichen und einen sicheren Tiefschweißprozess zu realisieren (Bild 9.3 re). Mit d_w ist aber auch gleichzeitig eine minimale Schweißtiefe an der Schwelle verknüpft (Bild 9.3 re und Bild 9.4) – ein Aspekt, den es zu beachten gilt, wenn in dünnen Blechen *Einschweißungen* erfolgen sollen, die an der Rückseite nicht wahrgenommen werden dürfen. Da diese mit Verkleinerung von d_w abnimmt (s/d_w bleibt näherungsweise konstant oder ändert sich unterproportional) sind hierzu vorzugsweise gut fokussierbare Laser mit hoher Strahlqualität einzusetzen.

Der Einfluss der Materialgrößen auf den Schwellwert von P/d_w und auf die Höhe des Sprunges der Schweißtiefe an der Schwelle kann qualitativ sehr einfach aus der energetischen Betrachtung in Abschnitt 4.3.3 abgeleitet werden. Aus (4.9), (4.3) und (4.19) folgt mit $F = s \cdot b$, $\xi_S = 1$ und der Annahme, dass die Breite der Schweißnaht b in erster Näherung ungefähr durch den Strahldurchmesser d_w gegeben ist, die Beziehung

$$s \approx \frac{\eta_A P - P_{wV} - P_V}{d_w} \frac{1}{v \rho (c_p \Delta T_N + h_S + \xi_V h_V)} \tag{9.4}$$

Weiter sei angenommen, dass η_A und $(P_{wV} + P_V)/(\eta_A d_w)$ oberhalb der Schwelle annähernd konstant sind. Wenn unter diesen Voraussetzungen die Schweißtiefe s als Funktion von P/d_w aufgetragen wird, ist (9.4) eine Gerade, welche bei $P/d_w = (P_{wV} + P_V)/(\eta_A d_w)$ die Abszisse mit $s = 0$ kreuzt, wie dies in Bild 9.5 qualitativ wiedergegeben ist. Den Umstand berücksichtigend, dass nach den Ausführungen in Abschnitt 4.1 bei Bedingungen unterhalb der Schwelle (d.h. dem

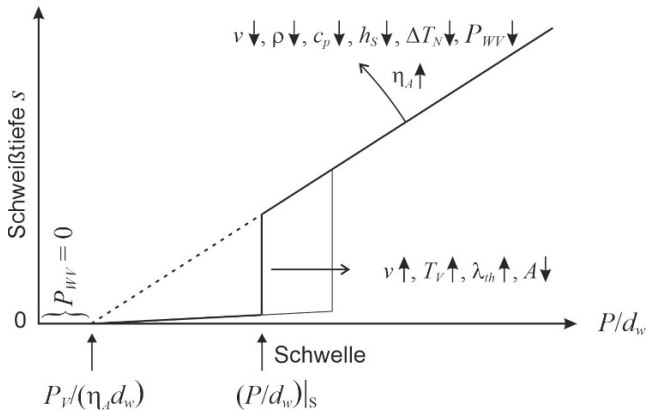


Bild 9.5 Qualitative Darstellung der Abhängigkeit der Einschweißtiefe und des Schwellverhaltens von den Prozess- und Materialparametern. Man beachte die darin wiedergegebenen Zusammenhänge von (9.4) und (5.34) oder (5.28).

Einsetzen) des betrachteten Prozesses $P_{wV} = 0$ ist, wurde in Bild 9.5 der Wert $(P/d_w)_{s=0}$ mit $P_V/(\eta_A d_w)$ gekennzeichnet. (Da η_A mit zunehmender Schweißtiefe gemäß den Ausführungen in Abschnitt 4.3.3 bis maximal $\eta_A = 1$ ansteigt, würde die Neigung der Kurve genau genommen mit wachsendem P/d_w etwas zunehmen). Unterhalb der Schwelle gilt dieselbe Beziehung (9.4), aber es ist $\eta_A = A$ zu setzen, weshalb die entsprechende Gerade für das Wärmeleitungsschweißen deutlich flacher verläuft. Auch eine Analyse von mit unterschiedlichen Prozessparametern experimentell erhaltenen Nahtgeometrien zeigt anhand empirisch ermittelter Zusammenhänge dimensionsloser Größen, dass die Schweißtiefe als Funktion der zugeführten Enthalpie ab einem bestimmten Schwellwert deutlich stärker ansteigt als im Bereich mit weniger Energiezufuhr [291].

Die Lage der Schwelle ist gemäß obiger Diskussion je nach Intensitätsprofil des Laserstrahls durch die Beziehung (5.28), (5.34) oder (5.36) gegeben, wenn als Bedingung $T = T_V$ eingesetzt wird. Aus diesen theoretischen Beziehungen folgt unmittelbar, dass sich die Schwelle zu höheren Werten von P/d_w verschiebt, je höher die Pe -Zahl $d_w v/k$, die Verdampfungstemperatur T_V und die Wärmeleitfähigkeit λ_{th} und je geringer der Absorptionsgrad A des betreffenden Werkstoffs ist. Während die für Aluminium und Kupfer so berechneten Schwellwerte $(P/d_w)|_S$ gut mit den entsprechenden experimentellen übereinstimmen, siehe Bild 9.6, trifft dies aus noch nicht ganz geklärten Gründen für Eisenwerkstoffe nicht zu. Bei der Verwendung der in Abschnitt 5.1.2.3 genannten Gleichungen zur Bestimmung der Tiefschweißschwelle, in dem für T die Verdampfungstemperatur T_V eingesetzt wird, ist zu bedenken, dass die dabei alleine auf die Wärmeleitung reduzierte Betrachtung nur brauchbar ist, wenn z.B. Einflüsse durch konvektive Wärmeströme im Vergleich zu den konduktiven vernachlässigbar sind. Aufgrund der vergleichsweise geringen Wärmeleitfähigkeit könnte dies bei Eisen nicht mehr zutreffen. Auch

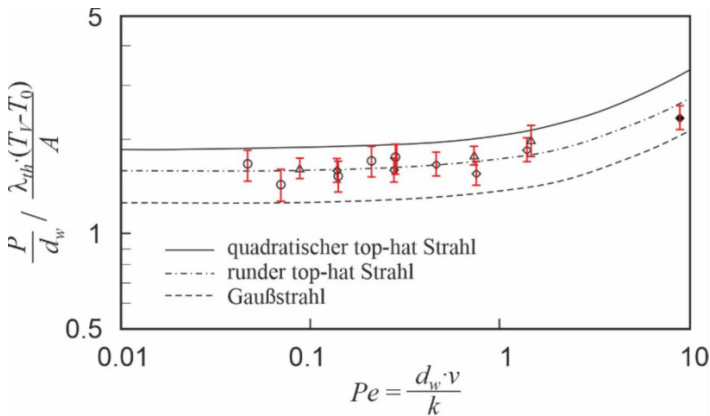


Bild 9.6 Vergleich experimentell bestimmter Tiefschweißschwellen (Datenpunkte) mit den nach (5.28) für den quadratischen Top-Hat-Strahl, nach (5.36) für den runden Top-Hat-Strahl und nach (5.34) für den Gaußstrahl erwarteten Werten (Kurven). In den Experimenten kamen runde Laserstrahlen mit näherungsweise top-hat-förmigen Intensitätsverteilungen zum Einsatz. Die offenen Symbole entsprechen den in [292] gesammelten Daten für AlMgSi1 (Kreise und Rauten) und Kupfer (Dreiecke). Das mit der ausgefüllten Raute dargestellte Ergebnis für einen weiteren Aluminiumwerkstoff entstammt [293]. Für die Darstellung wurde einfachheitshalber derselbe Fehler angenommen wie in [292]. © Thomas Graf 2022. All Rights Reserved.

wird bei dieser Betrachtung die Schmelzenthalpie nicht berücksichtigt, was nur vertretbar ist, wenn diese im Vergleich zu der für die Erwärmung insgesamt aufgewendete Energie klein ist und im Verhältnis zum erwärmten Volumen nur ein kleines Schmelzbad entsteht. Abschätzungen zeigen indessen, dass ihre Berücksichtigung den Schwellwert bei sehr hohen Peclet-Zahlen von >30 um etwa 10% erhöhen würden – ein Beitrag, der angesichts deutlich größerer Unsicherheiten, z. B. hinsichtlich der Stoffwerte, von untergeordneter Bedeutung bleiben kann. Des Weiteren ist der Energieaufwand unberücksichtigt, der bei der Bildung der Dampfkapillare für die Überwindung der Oberflächenspannung (durch den Rückstoßdruck, siehe Abschnitt 5.2.3) aufzubringen ist, welche bei Eisen wiederum höher ist als bei Aluminium und Kupfer. Der für die Erzeugung der kinetischen Energie der Schmelze erforderliche Leistungsbeitrag nach (9.27) (siehe Abschnitt 9.6.2) kann indes vernachlässigt werden, da Überschlagsrechnungen zufolge ein nennenswerter Anteil erst bei sehr hohen Werten von d_w und v zu erwarten wäre, ein für die Praxis nicht relevanter Parameterbereich, in dem Humping auftritt (siehe Abschnitt 9.7.2).

In Bild 9.5 ist zu erkennen, dass sowohl eine Verschiebung der Schwelle als auch eine Änderung der Neigung der Geraden $s(P/d_w)$ sich auf die Höhe des Sprunges der Schweißtiefe an der Schwelle auswirken. Der qualitative Einfluss der verschiedenen Materialeigenschaften ist in der Graphik vermerkt. Die Vorschubgeschwindigkeit bewirkt sowohl eine Verschiebung der Schwelle als auch eine Veränderung der Steigung der Geraden $s(P/d_w)$, allerdings mit gegenläufiger Wirkung auf die Höhe der Stufe an der Schwelle. Für kleine Peclet-Zahlen $Pe \ll 4$ ist die Lage der Schwelle nach (5.28), (5.34) oder (5.36) praktisch unabhängig von der Vorschubgeschwindigkeit. Nach (9.4) ist die Schweißtiefe s dann im Wesentlichen proportional zu $1/v$, was bei konstantem Strahldurchmesser d_w an der Schwelle eine Abnahme des Aspektverhältnisses mit zunehmender Geschwindigkeit bedeutet. Diese Geschwindigkeitsabhängigkeit der Schweißtiefe $s \propto 1/v$ an der Schwelle ist mit den in Bild 9.4 gezeigten Verläufen konsistent. Für $Pe \gg 4$ folgt nach (5.28), (5.34) oder (5.36) hingegen $(P/d_w)|_s \propto \sqrt{d_w v}$. Diese mit zunehmender Geschwindigkeit bzw. Peclet-Zahl zu höheren Werten von P/d_w verschobene

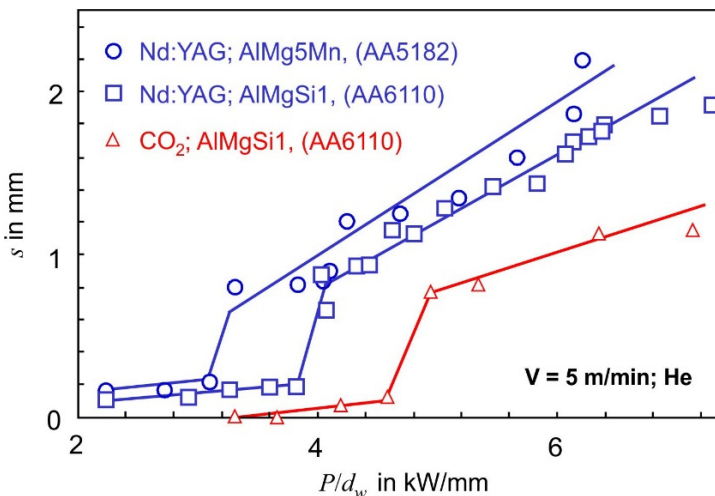


Bild 9.7 Einfluss von Werkstoff (über T_V) und Wellenlänge (über λ) auf die Schwelle (siehe Text).

Schwelle bewirkt an der Schwelle eine Zunahme der Sprunghöhe von s , siehe Bild 9.5, welche der eben genannten Abnahme entgegenwirkt. Einsetzen von $(P/d_w)|_S \propto \sqrt{d_w v}$ in (9.4) unter der bei hohen Vorschubgeschwindigkeiten zunehmend geltenden Annahme vernachlässigbarer Wärmeleitungsverluste P_V führt an der Schwelle zu $s \propto \sqrt{d_w/v}$ bzw. $s/d_w \propto 1/\sqrt{d_w v}$. Durch die Verschiebung der Schwelle bei $Pe \gg 4$ fällt die Abnahme der Sprunghöhe der Schweißtiefe s mit zunehmender Geschwindigkeit v also weniger stark aus, als im Falle von $Pe \ll 4$.

Eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit führt demzufolge in jedem Fall zu einer Verringerung der Sprunghöhe der Schweißtiefe an der Tiefschweißschwelle. Dieser Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit kann ausgenutzt werden, um mittels einer dem Vorschub überlagerten schnellen Strahlbewegung (Wobbeln), also einer Erhöhung von Pe , den Sprung der Schweißtiefe im Bereich der Tiefschweißschwelle zu glätten [294].

Den Einfluss des Absorptionsgrads sowie den die Verdampfungstemperatur herabsetzender Legierungselemente gibt Bild 9.7 in qualitativer Bestätigung des eben besprochenen wieder: Nach Bild 4.10 und Bild 4.12 ist der Absorptionsgrad bei einer Wellenlänge von $10,6 \mu\text{m}$ niedriger als bei $1,06 \mu\text{m}$, weshalb sich die Schwelle zu einem höheren Wert von P/d_w verschiebt. Und da die Verdampfungstemperatur für AlMgSi1 nach Rechnungen in [295] höher ist als die der Legierung AlMg5Mn mit ihrem größeren Magnesiumanteil, erfordert dies ebenfalls eine höhere längenbezogene Leistung P/d_w , um den Tiefschweißeffekt zu erzielen. Des Weiteren erbringen die Berechnungen in [295] eine größere Schweißtiefe und einen etwas stärkeren Zuwachs von s mit P für die Legierung mit dem niedrigeren Mg-Gehalt, was ebenfalls in Bild 9.7 zu erkennen ist. Diese Auswirkungen einer durch Legierungselemente veränderten Verdampfungstemperatur werden in [296] bestätigt, wo anhand zeitlich und räumlich hoch aufgelöster Röntgenaufnahmen gezeigt wird, dass Durchmesser und Tiefe der Kapillare umso größer werden, je höher der Anteil von Mg und Zn in der Legierung ist.

Die physikalischen Gegebenheiten an der Schwelle zusammenfassend kann festgehalten werden, dass

- die längenbezogene Leistung $(P/d_w)|_S$ für das Erreichen des Tiefschweißeffekts umso größer sein muss, je höher die Verdampfungstemperatur, die Wärmeleitfähigkeit sowie die Geschwindigkeit und je geringer der Absorptionsgrad ist,
- bei vorgegebenen Stoffwerten und Geschwindigkeit die Leistung um so kleiner sein kann, je besser fokussierbar der Strahl ist,
- das Aspektverhältnis an der Schwelle mit steigendem Absorptionsgrad und wachsender Geschwindigkeit abnimmt,
- der sprunghafte Anstieg der Schweißtiefe umso stärker ausgeprägt ist, je geringer der Absorptionsgrad und je größer der Brennfleckdurchmesser ist, und
- selbst bei Materialstärken im Bereich von weniger als $1/10 \text{ mm}$ der Tiefschweißeffekt realisiert werden kann, wenn – wie mit Scheiben- und Faserlasern – eine extrem gute Fokussierung möglich ist.

Berücksichtigt man, dass für den erzielbaren Fokusbrennfleckdurchmesser d_f (Brennfleckdurchmesser) über das Strahlparameterprodukt sowohl eine Laserstrahleigenschaft wie über die Fokussierzahl f/d_L auch eine Systemgröße bestimmend ist, so gelangt man mit (2.106) und (5.34) für eine gaußförmige Intensitätsverteilung und einen auf die Werkstückoberfläche fokussierten Strahl

mit $d_w = d_f$ sowie $T = T_V$ zu einer bei kleinem Pe näherungsweise Verknüpfung zwischen Eigenschaften des Lasers, des Werkstoffes und der Systemtechnik, die an der Schwelle erfüllt sein muss:

$$\frac{P_G}{\lambda \cdot M^2} \approx \frac{\lambda_{th}(T_V - T_0) f}{A(\lambda) d_L} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \quad (9.5)$$

Dieser für Abschätzungen geeignete Ausdruck definiert die in der Praxis zu berücksichtigenden Bedingungen für die untere Prozessgrenze des Tiefschweißens und stellt somit ein Kriterium für die Anforderungen dar, die an Laser und System zu stellen sind, wenn ein bestimmter Werkstoff zu schweißen ist. So wird insbesondere deutlich, dass

- bei festgelegter Fokussierzahl f/d_L eine geringere Leistung erforderlich ist, wenn λ und M^2 niedrig sind,
- und bei vorgegebener Leistung eine umso längere Brennweite Anwendung finden kann, je kürzer λ und geringer M^2 sind.

Abschließend sei vermerkt, dass die zu Bild 9.6 bzw. zu den aus Abschnitt 5.1.2.3 verwendeten Gleichungen führenden theoretischen Betrachtungen für geometrische Verhältnisse hergeleitet wurden, welche dreidimensionale Wärmeleitung voraussetzen, was nur zutrifft, wenn der Strahldurchmesser sehr viel kleiner ist als die Dicke des Werkstücks.

9.2 Verfahrensprinzip

Das Verfahrensprinzip des Tiefschweißens ist in Bild 9.8 skizziert. Es beruht darauf, dass sich – im Parameterbereich oberhalb der Schwellbedingung – eine Dampfkapillare ausbildet, deren Öffnung quer zur Vorschubrichtung etwa dem Strahldurchmesser an der Werkstückoberfläche entspricht. Die Energieeinkopplung an ihrer Wand erfolgt direkt infolge der Fresnelabsorption im Zuge von Mehrfachreflexionen; bei Wellenlängen um 1 μm ist dies der einzige Mechanismus. Bei CO_2 -Laserstrahlung hingegen wird der Metalldampf ionisiert, das so entstandene Plasma absorbiert einen Teil der Strahlenergie und gibt sie über Wärmeleitung ebenfalls an die Wand ab. Von dieser Grenzfläche Dampf/Flüssigkeit aus erfolgt ein konduktiver und konvektiver Wärmetransport in der Schmelze an die Phasengrenze flüssig/fest. Die Relativbewegung zwischen der an den Laserstrahl „gekoppelten“ Kapillare und dem Werkstück bewirkt ein stetiges Aufschmelzen von Material vor der Kapillare, das diese umströmt und am hinteren Ende des Schmelzebads wieder erstarrt. Der aus der Abdampfrate und den strömungsmechanischen Bedingungen der Dampf-/Plasmaströmung resultierende Druck im Inneren der Kapillare wirkt den „schließenden Kräften“ entgegen, die aus der Oberflächenspannung der Schmelze, dem dynamischen Druck der Umströmung sowie dem hydrostatischen Druck der Schmelze herrühren. Diese grundsätzlichen Vorgänge äußern sich in der Realität in vielfältigen Erscheinungsformen, die durch die Laserstrahleigenschaften und Prozessparameter geprägt werden. Insbesondere die Wellenlänge und Strahlgeometrie sowie die Vorschubgeschwindigkeit sind bestimmend für die Kapillargeometrie und die Dynamik des Prozesses.

Koaxial oder lateral zugeführte Prozessgase dienen als Schutz gegen Oxidation und/oder zur Minderung nachteiliger Plasmaeffekte bzw. von Streueffekten in Metalldampffackeln. Daneben

wird zumeist eine weitere Gasströmung (cross-jet) eingesetzt, die dem Schutz der Fokussierungsoptik vor Schmutz und Spritzern dient. In allen Fällen ist eine Impulsübertragung auf die Schmelze zu vermeiden.

Für das cw-Bahnschweißen wurden CO₂-Laser und Festkörperlaser mit Leistungen bis zu 16 kW viele Jahre lang industriell eingesetzt. Heute hingegen gelangen vor allem die später entwickelten Scheiben- und Faserlaser in vergleichbarem und höherem Leistungsbereich zum Einsatz und gewinnen zunehmend mehr Bedeutung. Einen Überblick und erste Orientierung von erzielbaren Prozessergebnissen an Schweißtiefe und Geschwindigkeit gibt Bild 9.9 wieder; ob die resultierende Nahtqualität den jeweiligen Anforderungen entspricht, hängt vom Anwendungsfall ab. Mit einer Laserleistung von 100 kW bei einer Wellenlänge von 1 µm wurden in einem austenitischen Edelstahl bei zunehmenden Vorschubgeschwindigkeiten von ca. 0,5 bis 3 m/min abnehmende Schweißhöhen von ca. 55 mm bis 36 mm erzielt [297].

Charakteristisch für das Tiefschweißen sind schlanke Nähte, bei denen das Verhältnis Nahttiefe zu -breite typischerweise im Bereich zwischen 1:1 bis ca. 15:1 liegt. Die Form des Nahtquerschnitts ergibt sich aus dem Zusammenwirken sämtlicher Prozessparameter, der konkreten Füßegeometrie und Nahtart sowie den Werkstoffeigenschaften.

Ehe auf für die Praxis des Laserstrahlschweißens relevante Zusammenhänge und daraus folgende Ergebnisse im Detail eingegangen wird, sollen die involvierten physikalischen Mechanismen erörtert werden. Dies geschieht anhand der oben in Bild 9.10 aufgeführten Themenkreise. Dabei gilt zu beachten, dass ein solches vereinfachendes Vorgehen lediglich der Methodik geschuldet ist, da sämtliche beteiligten Phänomene in enger interaktiver Beziehung zueinander stehen, was in der unteren Bildhälfte zum Ausdruck gebracht ist.

Des Weiteren ist festzuhalten, dass bei der Ausbildung des Schmelzebads wie beim Erstarren der Schmelze natürlich auch die Stoffeigenschaften und die Werkstück- wie Füßegeometrie von

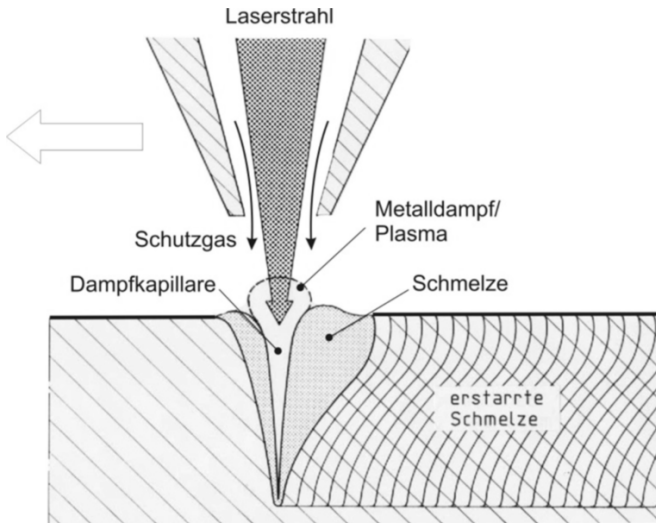


Bild 9.8 Schematische Darstellung des Tiefschweißens nach [195, Bild 8].

Bedeutung sind. So ist aus Bild 9.10 unmittelbar abzuleiten, dass die im Folgenden vor allem anhand von Einschweißungen diskutierten Phänomene und Merkmale zwar qualitativ, nicht aber in quantitativer Vollständigkeit auf Durchschweißungen oder komplexere Stoßgeometrien übertragbar sind; ähnliches gilt auch hinsichtlich des Vergleichs von an verschiedenen Materialien gewonnenen Ergebnissen.

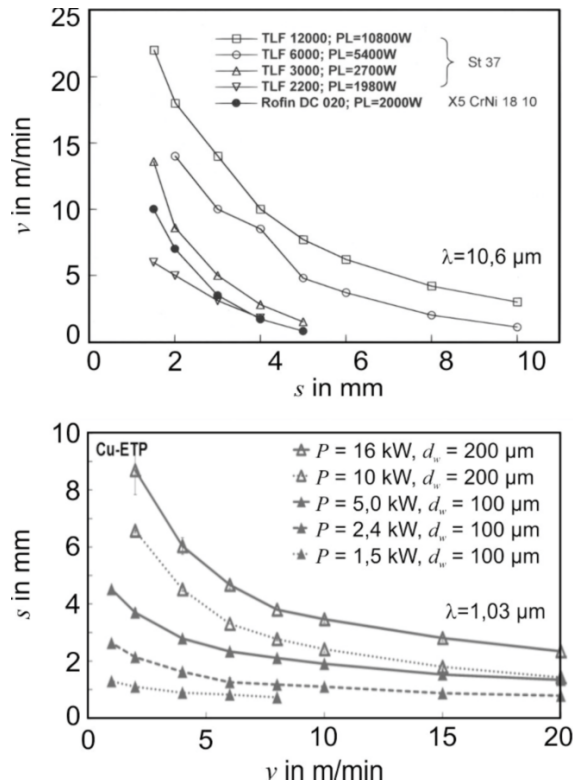


Bild 9.9 Mit kommerziellen Lasern erzielbare Schweißdaten. Oben für Stahlwerkstoffe unter Verwendung von CO₂-Lasern [Quellen: Trumpf Gruppe, Rofin Sinar], unten für reines Kupfer unter Verwendung eines Yb:YAG Scheibenlasers bei 10° (stehendem) Einfallswinkel, um Rückreflexe in den Laser zu verringern [288].

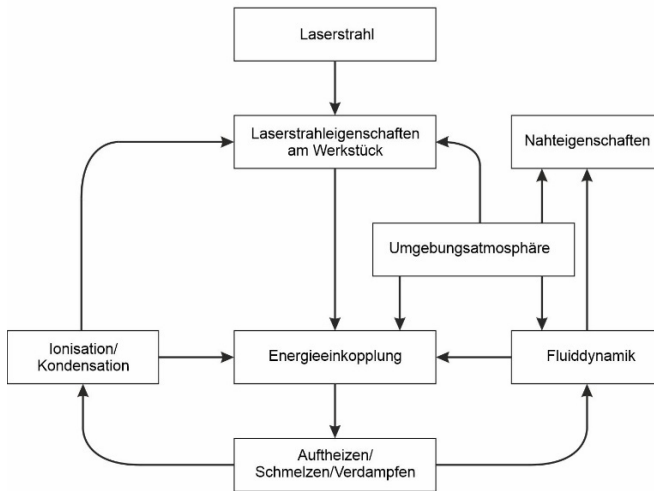
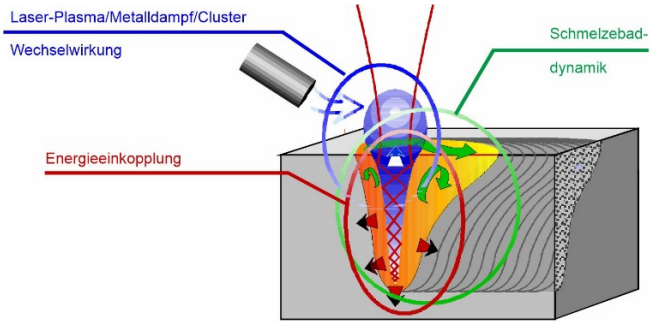


Bild 9.10 Beim Tiefschweißen involvierte, zu Themenkreisen zusammengefasste Mechanismen (oben), deren Wechselwirkungen die Ursache der Komplexität (unten) und Dynamik des Verfahrens sind.

9.3 Leistungseinkopplung an der Kapillarwand

9.3.1 Leistungsbilanz

Da beim Schweißen zur Erzeugung der Naht das darin befindliche Material aufgeschmolzen werden muss, gilt $\xi_S = 1$, und für die Leistungsbilanz dieses Verfahrens ergibt sich aus (4.17) und (4.4) unter Vernachlässigung von Strahlungs- und Konvektionsverlusten mit $F = bs$ derselbe Ausdruck

$$P_A = vbs\rho(c_p\Delta T_p + \xi_S h_S + \xi_V h_V) + P_V \quad (9.6)$$

wie beim Schneiden (außer Sublimierschneiden, wo $\xi_S = 0$ und $\xi_V = 1$ gilt) mit $P_{ch} = 0$. So betrachtet besteht der einzige Unterschied denn auch darin, dass beim Schweißen die erzeugte Schmelze nicht aus der Fuge entfernt wird und dass beim Tiefschweißen immer $\xi_V > 0$ ist. Die aus der Energiebilanz (9.6) ableitbaren Prozessergebnisse sind daher ganz analog zu jenen des Schneidens und äußern sich beispielsweise in den in Bild 9.9 gezeigten überwiegend hyperbolischen Verläufen von $v(s)$ (Abweichung bei niedrigen Geschwindigkeiten aufgrund der dort nicht vernachlässigbaren Verlustleistung P_V).

Für die Erzeugung der Dampfkapillare ist an deren Oberfläche mindestens Verdampfungstemperatur T_V erforderlich. Da aber nicht das ganze aufgeschmolzene Material verdampft wird und die Temperatur in der erzeugten Schmelze den gesamten Bereich von T_S (an der Grenze festflüssig) bis T_V (an der Oberfläche zur Dampfkapillare) abdeckt, ist für energetische Abschätzungen der Ansatz $\Delta T_P = (T_V + T_S)/2 - T_0$ sinnvoll.

Die Breite b der Schweißnaht entspricht der Breite des um die Dampfkapillare herum erzeugten Schmelzebades und wird durch die Wärmeleitung bzw. durch den im Schmelzebad vorherrschenden Wärmetransport bestimmt. Bei hohen Vorschubgeschwindigkeiten ist diese oft nur wenig größer als der Kapillardurchmesser, der in guter Näherung mit dem Strahldurchmesser d_w approximiert werden kann (siehe auch Abschnitt 9.4.2). Die Tiefe s der Kapillare hängt wesentlich von der längenbezogenen Leistung P/d_w des einfallenden Laserstrahles ab (siehe auch (9.4) und Bild 9.5) und bestimmt im Gegenzug gemäß den Ausführungen in 4.3.3 über das Aspektverhältnis s/d_w den Einkoppelgrad und damit die absorbierte Leistung P_A . Die Kapillargeometrie spielt also bezüglich der Energieeinkopplung eine wichtige Rolle und beeinflusst über deren zeitliches Verhalten auch die Stabilität des Schweißprozesses.

9.3.2 Kapillargeometrie

Während des stationären Schweißvorgangs befindet sich die Kapillare über Energie-, Massen- und Impulsaustauschprozesse an ihrer Wand mit der sie umgebenden Schmelze im dynamischen Gleichgewicht. Aus den dabei zugrunde liegenden Randbedingungen stellt sich in selbstregelnder Weise ihre Geometrie ein, die mit Ausnahme ihrer Öffnung einer unmittelbaren Beobachtung nicht zugänglich ist. Ihre Kenntnis ist jedoch für das Verständnis des Prozesses, insbesondere der Energiedeposition und Stabilität, von zentraler Bedeutung. Aus diesem Grund gab es schon frühzeitig Bestrebungen, die Kapillargeometrie mit Hilfe von Röntgenaufnahmen sichtbar zu machen [298]. Inzwischen ist diese Technik eine unverzichtbare Diagnostikmethode für die Weiterentwicklung des Schweißprozesses und damit verwandter Prozesse der additiven Fertigung, insbesondere im Hinblick auf die dabei erzielbare Qualität, geworden [299], [300], [301], [302], [303]. (Untersuchungen mit bildgebenden Verfahren sind meist einfacher durchzuführen, wenn die WWZ ortsfest ist, weshalb dabei das Werkstück unter dem ruhenden Laserstrahl bewegt wird.)

Aus Röntgenfilmen erhaltene Formen der Dampfkapillare in unterschiedlichen Werkstoffen sind in Bild 9.11 gezeigt [304]. Daraus ist zu schließen, dass der Laserstrahl entsprechend seiner Geometrie mit derartigen Kavitäten in mehreren Reflexionen wechselwirken muss. Eine stark ausgebauchte oder sich nach hinten krümmende Rückwand, wie sie insbesondere bei niedrigen Vorschubgeschwindigkeiten auftritt, wird dabei weniger mit der direkt einfallenden Strahlung, sondern – wie unmittelbar aus Bild 9.11 zu folgern ist – eher mit der von der Front reflektierten in Wechselwirkung stehen. Daneben sind zwei weitere Merkmale deutlich. Das ist zum einen

die Neigung der Kapillare aus der Normalen zur Werkstückoberfläche heraus entgegen der Vorschubrichtung mit einem Winkel, der mit der Tiefe zunimmt, was gemäß Bild 4.19 eine Abnahme des Einfallswinkels für die direkt eintreffende Laserstrahlung und für diese gemäß Bild 4.20 eine Zunahme der absorbierten Bestrahlungsstärke bedeutet. Auf die durch Mehrfachreflexionen veränderte Verteilung der Bestrahlungsstärke wird im folgenden Abschnitt 9.3.3 eingegangen. Zum anderen tritt eine Geometriefluktuaton auf, die bei Aluminiumwerkstoffen sehr viel stärker ausgeprägt ist als bei Stahl.

Wird die Vorschubgeschwindigkeit v erhöht, so folgt aus (9.6), dass der Bedarf an eingekoppelter Leistung pro Nahtquerschnittfläche $F = bs$ proportional zu v wächst. Wird v bei konstanter Laserleistung P und gleichbleibendem Strahldurchmesser d_w erhöht, so kann dies nur durch eine Erhöhung der (überwiegend) an der Kapillarfront absorbierten Leistungsdichte und/oder durch eine Verkleinerung von F ausgeglichen werden. Ersteres kann erfolgen, indem sich die Neigung der Kapillarfront so verändert, dass der Einfallswinkel für die direkt auf die Front auftreffende Laserstrahlung verringert wird, wodurch gemäß Bild 4.20 bei gleichbleibender Intensität I des Laserstrahls die absorbierte Bestrahlungsstärke zunimmt. Da sich die im Wesentlichen durch den Strahldurchmesser d_w festgelegte Breite b bei höheren Vorschubgeschwindigkeiten kaum mehr ändert, erfolgt mit steigender Geschwindigkeit bei ansonsten unveränderten Strahlparametern die Reduktion der Querschnittsfläche F durch eine Verringerung der

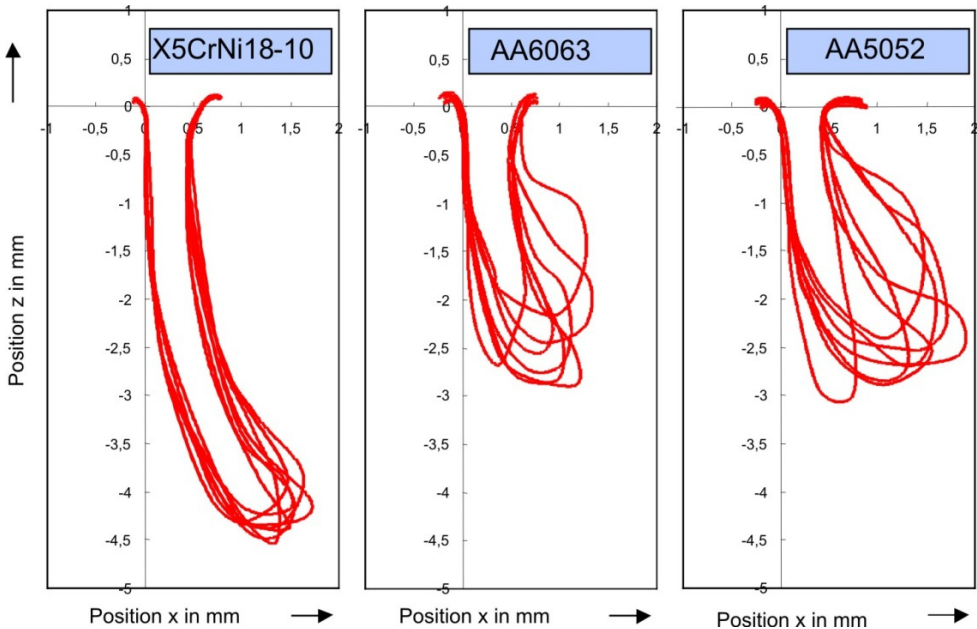


Bild 9.11 Aus Röntgenaufnahmen (1000 Bilder pro Sekunde) erhaltene Kapillarformen [304]: gezeigt sind Umriss in der von Laserstrahlachse und Vorschubrichtung aufgespannten Ebene; lampengepumpter Nd:YAG-Laser, $P = 3$ kW, Blech mit $v = 3$ m/min von links nach rechts bewegt, Schutzgas: Ar.

Schweißtiefe s . Beides wird durch die Röntgenaufnahmen von Einschweißungen im Aluminiumwerkstoff AA6082 [305], [306], [299] in Bild 9.12 und die ausgewerteten Kapillarkonturen für Stahl [307] in Bild 9.13 bestätigt. Im Detail zwar geprägt durch verschiedene Strahldurchmesser auf der Werkstückoberfläche, Leistungen und Absorptions- bzw. Reflexionseigenschaften, treten bei zunehmender Vorschubgeschwindigkeiten zwei Merkmale doch in gleicher Weise auf: die zunehmende (mittlere) Neigung der Kapillarfront, wie sie ohne Einfluss von Mehrfachreflexionen auch aus (4.54) hervorgeht, und eine Verringerung der Schweißtiefe.

Wie schon aus [308] kann auch aus Bild 9.12 und Bild 9.13 geschlossen werden, dass bei großem Strahldurchmesser (in den Experimenten von [308]) wie sehr hoher Vorschubgeschwindigkeit (wie z.T. in den Bild 9.12 und Bild 9.13 zugrunde liegenden Experimenten) der Laserstrahl praktisch nur mit der Vorderfront der Kapillare wechselwirkt und sich der Einfluss von Mehrfachreflexionen auf den unteren Bereich der Kapillare konzentriert. Ihre hintere Wand kann so weit gegen das Schmelzbadende gerückt sein, dass eine Kapillare im eigentlichen Sinne hier (z.B. für $v = 50$ m/min in Bild 9.12 und für $v = 20$ m/min in Bild 9.13) gar nicht mehr vorliegt (der im Englischen übliche Begriff „Keyhole“ ist diesbezüglich zutreffender). Darüber hinaus ist festzustellen, dass bei erhöhter Vorschubgeschwindigkeit v die nach hinten gerichtete Ausbuchtung des unteren Endes der Kapillare verschwindet. All dies erweist sich vorteilhaft bezüglich der Prozessstabilität, was in den Abschnitten 9.4.1 und 9.7.1 noch erörtert wird. So verlaufen beispielsweise von den in Bild 9.12 gezeigten 4 Prozessen nur die drei mit den höheren Vorschubgeschwindigkeiten stabil. Bei einer Vorschubgeschwindigkeit von 4 m/min schnüren sich die Ausbuchtungen am Grund der tiefen Dampfkapillare immer wieder in Form von Blasen ab, was zu zahlreichen Poren in der erzeugten Schweißnaht führt [306], [299].

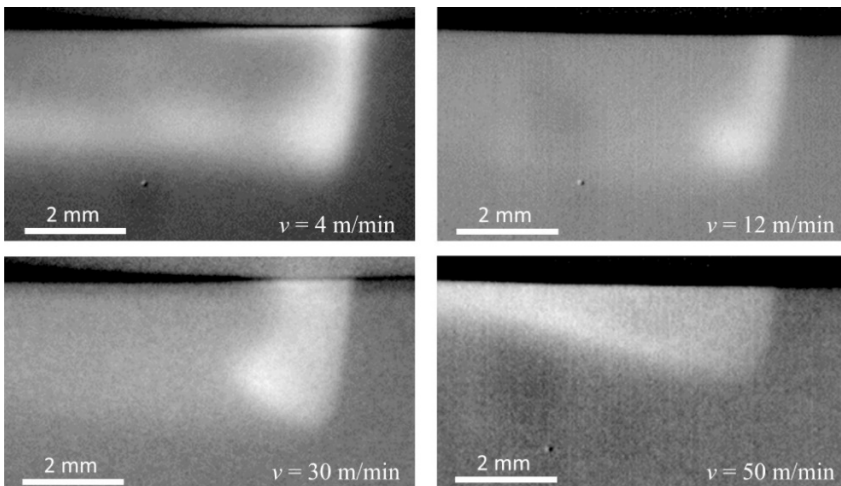


Bild 9.12 Über zahlreiche Bilder einzelner Videosequenzen gemittelte Röntgenaufnahmen der beim Einschweißen in mit unterschiedlichen Vorschubgeschwindigkeiten v von rechts nach links bewegten Blechen aus AA6082 erzeugten Dampfkapillaren, nach [305]; $P = 3,4$ kW bei $v = 4$ m/min, $P = 8,1$ kW bei $v = 12$ m/min, $P = 16$ kW bei 30 und 50 m/min, $\lambda = 1030$ nm, $d_w = 630$ μm , $d_f = 200$ μm , Fokus 3 mm über der Blechoberfläche.

In der über die Zeit gemittelten Aufnahme oben links in Bild 9.12 ist dies anhand des hellen Bandes im unteren Bereich der Schweißnaht hinter der Kapillare zu erkennen.

Ein weiterer Prozessparameter, durch den die Kapillargeometrie gestaltbar ist, ist die Fokusslage, d.h. die Position der Strahltaile in Bezug zur Werkstückoberfläche. Die umfangreichen Untersuchungen in [309] verdeutlichen nebst dem Einfluss dieses Parameters und der Geschwindigkeit insbesondere auch den Zusammenhang von Kapillarform und Nahtart, d.h. deren unterschiedliche Ausbildung bei einer Einschweißung oder I-Naht im Stumpfstoß.

Einschweißungen mit CO₂- Lasern im Leistungsbereich zwischen 5 und 20 kW bei *geringen* Geschwindigkeiten um 1 bis 2 m/min zeigen im Gegensatz zu den in Bild 9.11 wiedergegebenen Geometrien nahezu senkrechte, kegelförmige und am Grund spitz zulaufende Kapillaren [310]. Auch hier werden starke Fluktuationen beobachtet, die besonders heftig an der Rückwand und vor allem am Kapillargrund auftreten und sich in Änderungen der Einschweißtiefe bemerkbar machen. Zudem laufen an der Kapillarfront in mehr oder weniger periodischen Zeitintervallen kleine „Schmelzestufen“ in die Tiefe. Dieser insbesondere bei Verwendung von Lasern mit einer Wellenlänge um 1 µm auftretende Vorgang ist bei Schweißungen mittels CO₂-Lasern in Glas [311] und Eis [312] sehr deutlich zu erkennen. Neueste Untersuchungen mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Einschweißungen in Eis zeigen, dass die gleitenden

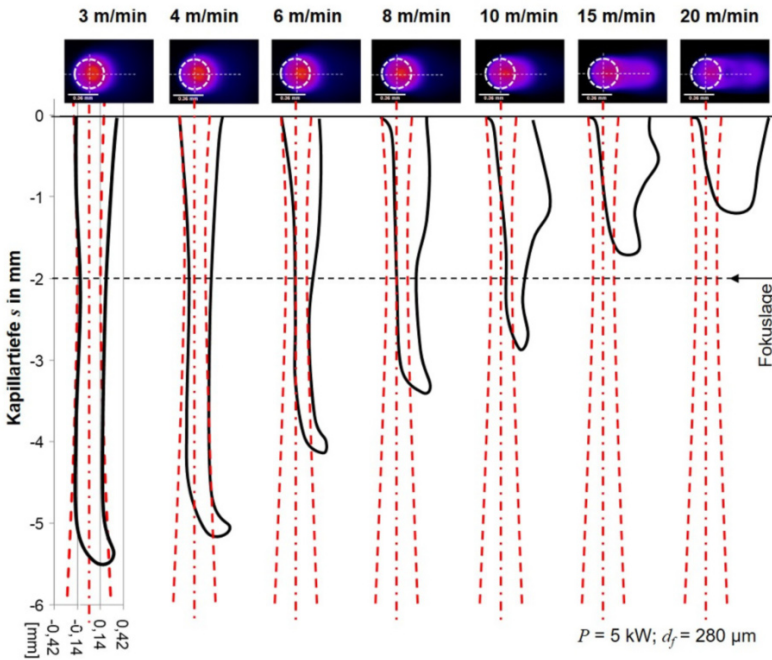


Bild 9.13 Maßstabsgetreue Darstellung der von der Seite betrachteten Kapillarformen in Baustahl mit dem berechneten Verlauf der Strahlkaustik ($\lambda = 1030 \mu\text{m}$) und deren Strahlachse sowie Mittelwertbildern koaxialer Prozessaufnahmen (oben) von aus dem Kapillarbereich emittierter Wärmestrahlung in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit nach [307].

Stufen nicht die Ursache des „Spikings“ (zeitliches Verändern der Einschweißtiefe) sind, da die Frequenzen, mit der die beiden Phänomene auftreten, sich um etwa eine Größenordnung unterscheiden [313].

Angesichts der erheblichen von den Prozessparametern bedingten Formenvielfalt und Fluktuationen der Kapillargeometrien muss akzeptiert werden, dass sämtliche in theoretischen Modellen zur Beschreibung des Tiefschweißens behandelte Kapillarformen nur Annäherungen an die Wirklichkeit darstellen können. Dies gilt umso mehr, als wegen der komplexen Wechselwirkungen häufig erheblich vereinfachte Geometrien betrachtet werden müssen, anhand derer sich die verfolgte Zielsetzung am besten darstellen lässt. So reichen denn die in der Literatur behandelten Formen von axialsymmetrischen (charakteristisch für niedrige und mittlere Schweißgeschwindigkeiten) über zweidimensionale Konfigurationen bis hin zu lediglich einer geneigten Fläche (was den Verhältnissen bei hohen Geschwindigkeiten, großem Strahldurchmessern und geringen Schweißtiefen näherungsweise entsprechen könnte). Auch „selbstkonsistent“ berechnete Geometrien unterliegen erheblichen Einschränkungen, da ihre Ermittlung ebenfalls stets Vereinfachungen erfordert.

9.3.3 Fresnelabsorption

Die Fresnelabsorption ist der entscheidende Mechanismus, vermittels dessen die für den Schweißprozess erforderliche Energie in das Werkstück gelangt. Deshalb ist die Kenntnis der Vorgänge am Ort der Einkopplung, der Kapillare, von zentraler Bedeutung für das Verständnis des gesamten Prozesses und ein wichtiges Element bei der Erstellung von theoretischen Modellen, die der Beschreibung von Temperatur- und Strömungsfelder im Schmelzebad dienen.

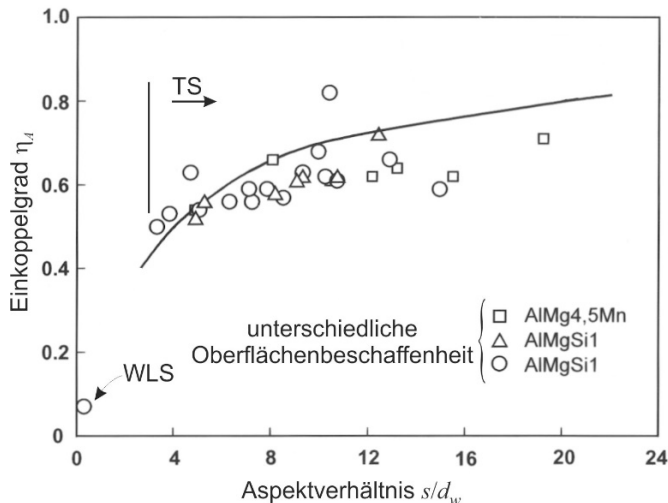


Bild 9.14 Kalorisch gemessene Werte des Einkoppelgrads bei Einschweißungen in ein dickes Blech im Vergleich zu nach Gouffé berechneten Daten für eine zylinderförmige Kapillare (siehe Text); CO₂-Laser, $d_f = 0,3$ mm. Der erste mit WLS gekennzeichnete Wert ist typisch für Wärmeleitungsschweißen.

Während sich in der Realität die Kapillargeometrie den gegebenen Prozessparametern entsprechend selbstregulierend einstellt, muss sie für theoretische Untersuchungen angenommen oder berechnet werden. So wird im Folgenden insbesondere die Rolle von Mehrfachreflexionen in vereinfachten oder aus Röntgenbildern extrahierten Kapillargeometrien diskutiert.

Der bei *Fresnelabsorption* charakteristische Verlauf des Einkoppelgrades als Funktion des Verhältnisses Kapillartiefe s zu Durchmesser d_o der Kapillaröffnung, wie er in Bild 4.28 für die *zylinderförmige* Kapillare mit einem Absorptionsgrad von $A = 5\%$ gezeigt ist, wird durch den experimentellen Verlauf in Bild 9.14 [295], wobei angenommen wurde, dass d_o gleich dem Strahldurchmesser d_w ist, recht gut wiedergegeben. Mit einem Absorptionsgrad von 6% , wie er bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ gemäß Bild 4.10 knapp unterhalb der Verdampfungstemperatur von Aluminium eher zutrifft, würde der für eine *kegelförmige* Kapillare berechnete Verlauf noch besser mit den gemessenen Einkoppelgraden übereinstimmen. Bei diesen Einschweißungen wurde die aus Schliffen ermittelte Nahttiefe der Kapillartiefe gleichgesetzt, was im Lichte detaillierter Simulationsrechnungen [314] als gute Näherung gelten darf. Die im Bereich $0 < s/d_w < 4$ fehlenden Daten sind mit dem in Abschnitt 9.1 diskutierten Sprungverhalten an der Schwelle zu erklären; hier ist keine stabile Tiefschweißung möglich (siehe auch Bild 9.3), die eine verlässliche Auswertung gestatten würde.

Es muss an dieser Stelle aufgrund der im vorangegangenen Abschnitt 9.3.2 diskutierten Veränderungen der Kapillargeometrie darauf hingewiesen werden, dass bei hohen Vorschubgeschwindigkeiten die Kapillaröffnung deutlich länger ist als der Strahldurchmesser d_w . In diesen Fällen sind die Gleichungen (4.68) bis (4.72) aus Abschnitt 4.3.3 nicht anwendbar und stattdessen ist die allgemeingültige Gleichung (4.67) zu verwenden.

In [315] wird der kalorimetrisch gemessene Einkoppelgrad η_A eines Faserlaserstrahls ($\lambda = 1070 \text{ nm}$) im Leistungsbereich von 2 bis 10 kW an Edelstahl und der Aluminiumlegierung A5052 dargelegt. Aus den dort präsentierten Daten von η_A als Funktion der Einschweißtiefe s bei einer

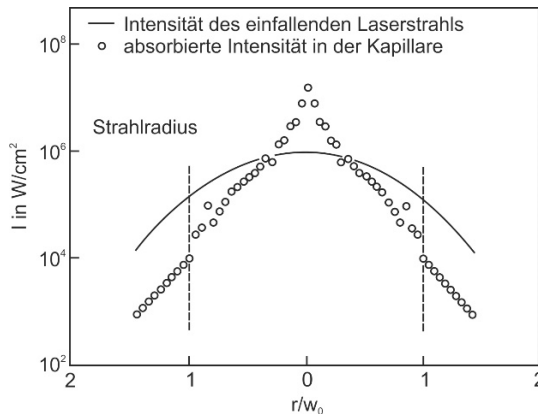


Bild 9.15 Selbstfokussierung der Laserstrahlung in der Kapillare infolge von Mehrfachreflexionen [317], [318]; gaußförmige Intensitätsverteilung, $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$, Fe. Dieser Effekt ist typisch für tiefe und schlanke Kapillaren, wenn bei hohen Leistungen Abweichungen von der Rotationssymmetrie infolge anisotroper Wärmeabfuhr und fluiddynamischer Effekte nicht groß sind.

Vorschubgeschwindigkeit von $v = 3$ m/min ergeben sich bei der Annahme, dass die Kapillaröffnung dem mit ca. $d_w = 0,2$ mm angegebenen Strahldurchmesser auf der Werkstückoberfläche entspricht, für den Aluminiumwerkstoff die Werte $\eta_A = 0,6$ bei $s/d_w = 12,5$, $\eta_A = 0,65$ bei $s/d_w = 30$ und $\eta_A = 0,85$ bei $s/d_w = 55$. Bei den genannten Aspektverhältnissen s/d_w sind die gemessenen Einkoppelgrade etwas geringer als bei der Wellenlänge von 1070 nm für diesen Werkstoff gemäß Bild 4.28 bzw. Gleichung (4.67) erwartet. Dies könnte daran liegen, dass die hier getroffene Annahme über den Durchmesser der Kapillaröffnung nicht exakt zutrifft, zumal auch den Beschreibungen in [315] zu entnehmen ist, dass die Kapillaröffnung größer gewesen sein könnte, als der angegebene Strahldurchmesser und somit die hier abgeschätzten Aspektverhältnisse zu groß sind.

Bei Durchschweißungen, wo eher parallel verlaufende Nahtflanken auftreten, dürfte die Kapillargeometrie mehr einem Zylinder entsprechen. So zeigen an der Durchschweißgrenze (die Kapillare ist nach unten bereits offen, es tritt hier aber ein nur sehr geringer Leistungsanteil hindurch) bei $s/d_f = 6$ und Edelstahl erhaltene Einkoppelgrade für CO₂-Laserstrahlung von $\eta_A = 0,75$ und für 1,03 μm (Yb:YAG-Scheibenlaser) von $\eta_A = 0,85$ eine gute Übereinstimmung mit den nach (4.70) berechneten Werten. Auch die in [316] für 10,6 μm angegebenen Einkoppelgrade in Aluminium von ca. 65 % und Eisen von etwas über 90 % sind mit dem Ansatz nach Gouffé nachvollziehbar.

Generell kann man also erwarten, dass die in Bild 4.26 gezeigten rotationssymmetrischen Kapivitäten vereinfachte Grundmuster realer Kapillargeometrien bei niedrigen und mittleren Geschwindigkeiten wiedergeben und die daraus resultierenden Einkoppelgrade brauchbare Größen darstellen. Die einfachen Abschätzungen auf Basis der Anzahl spekulärer Reflexionen der Teilstrahlen bis zum Wiederaustritt aus der Kapillare nach (4.80) liefern tendenziell etwas höhere Werte.

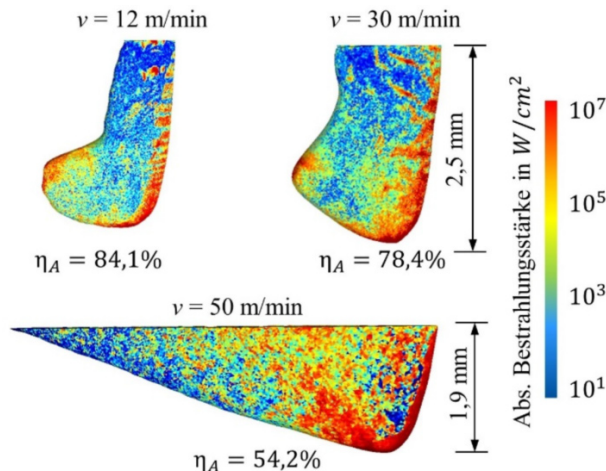


Bild 9.16 Mittels Ray-Tracing berechnete Verteilung der absorbierten Bestrahlungsstärke in den bereits in Bild 9.12 gezeigten Kapillaren, nach [305]; AA6082, $P = 8,1$ kW bei $v = 12$ m/min und $P = 16$ kW bei 30 und 50 m/min, $\lambda = 1030$ nm, $d_w = 630$ μm , $d_f = 200$ μm , Fokus 3 mm über der Blechoberfläche.

Als Konsequenz wiederholter Reflexionen wird die an der Kapillarwand wirkende Intensität merklich von der Intensitätsverteilung des Laserstrahls abweichen. Das diesbezügliche Ergebnis einer selbstkonsistenten Rechnung [317], [318] zeigt Bild 9.15. Vorgegeben war hier Rotationssymmetrie bezüglich der Achse des Laserstrahls und dessen Intensitätsverteilung. Der Strahl wurde in Teilstrahlen zerlegt, die auf ringförmige Flächenelemente treffen. Aus einer Bilanzierung zwischen absorbierter und radial ins Werkstück abgeleiteter Energie sowie geometrischer Verfolgung der Teilstrahlen entsprechend der an den Wandelementen herrschenden Reflexionsbedingungen ergibt sich die Kapillarform, der Einkoppelgrad und die lokal herrschende Intensität. Durch die über Mehrfachreflexionen nach unten gelangende Strahlung übersteigt die Intensität im Kapillargrund die des Strahls in erheblichem Maße, sodass dort selbst die absorbierte Intensität die des einfallenden Strahls überschreiten kann; man beachte die logarithmische Skala der Ordinatenachse. Im Hinblick auf die beobachteten spitz zulaufenden Kapillarenden beim Schweißen mit CO₂-Lasern (siehe obige Diskussion zur Kapillarform) ist dies als realistisch einzuschätzen: Da die (schließende) Oberflächenspannung mit r^{-1} anwächst, siehe Abschnitt 9.4.3, muss an einem derartigen Kapillargrund der ihr entgegenwirkende Druck entsprechend hoch sein. Dies ist bei einer erhöhten Abdampftrate gegeben, die wiederum eine erhöhte Intensität erfordert.

Eine solche „Umverteilung“ der Energieflussdichte findet in umso höherem Maße statt, je größer der reflektierte Anteil schon beim ersten Auftreffen des Laserstrahls an der Kapillarwand ist [119]. Da die einzelnen Gebiete der Kapillare infolge der Reflexionen miteinander gekoppelt sind, bedeutet dies, dass sich eine lokale Störung der Kapillargeometrie in diesem Falle sehr viel stärker und gleichzeitig auf weitere Bereiche auswirkt. Daraus ist der Schluss zu ziehen, dass für das Erreichen einer stabilen Kapillargeometrie (und damit einhergehend eines stabilen Prozesses) die zeitliche Konstanz der einfallenden Intensität – siehe die Diskussion in Zusammenhang mit den Auswirkungen von Plasma- und Streueffekten in Abschnitt 6 – wie die der lokalen Neigung der Kapillarwände ganz entscheidend sind. Tatsächlich legt [313] beispielsweise den Schluss nahe, dass die gemeinhin als „Spiking“ bezeichneten Schwankungen der Schweißtiefe auf die durch Mehrfachreflexionen in der zeitlich fluktuierenden Kapillargeometrie verursachte Umverteilung der Bestrahlungsstärke zurückzuführen ist.

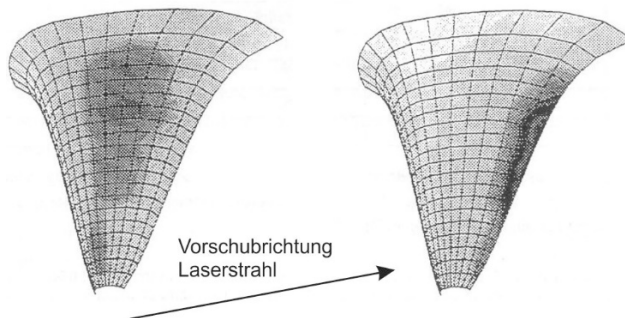


Bild 9.17 Ein Merkmal der Fresnelabsorption sind Polarisationseffekte, die hier qualitativ anhand von berechneter Absorption der Laserstrahlung bei linearer Polarisation quer zur (li) bzw. in (re) Vorschubrichtung an der geeigneten Kapillarwand illustriert sind (dunkle Bereiche entsprechen hohen Werten) [119]. Die Auswirkungen auf die Nahtgeometrie gehen aus Bild 9.48 hervor.

Die Verteilung der absorbierten Bestrahlungsstärke kann mittels Ray-Tracing auch für experimentell bestimmte Kapillargeometrien berechnet werden. In [305] und [299] wurde aus den Graustufen der in Bild 9.12 gezeigten Röntgenaufnahmen die räumlichen Geometrien der Kapillaren unter der Annahme ermittelt, dass diese zu der von Vorschub und Laserstrahlachse aufgespannten Ebene symmetrisch sind. Für die drei Vorschubgeschwindigkeiten, die zu einem stabilen Prozessverlauf führen, ist die mittels Ray-Tracing für einen den experimentellen Bedingungen entsprechenden unpolarisierten Laserstrahl ermittelte Verteilung der in der Kapillare absorbierten Bestrahlungsdichte in Bild 9.16 dargestellt. Daran ist einerseits gut zu erkennen, dass die eingestrahlte Leistung überwiegend an der Kapillarfront absorbiert wird und andererseits die von dort reflektierte Strahlung auch Bereiche in der Kapillare erreicht, die außerhalb des Querschnittes des eintreffenden Laserstrahles liegen. Anhand der unterhalb der Kapillaren angegebenen Werte des berechneten Einkoppelgrades wird deutlich, dass dieser mit zunehmender Verlängerung der Kapillaröffnung und Abnahme der Kapillartiefe abnimmt. Die höhere Stabilität des Prozesses bei hohen Vorschubgeschwindigkeiten muss also mit der Abnahme des Prozesswirkungsgrades erkaufte werden, da in der Regel der thermische Wirkungsgrad mit steigender Geschwindigkeit nicht so stark zunimmt, dass die Abnahme des Einkoppelgrades kompensiert würde. An diesem Beispiel ist die anhand von Bild 1.5 diskutierte ganzheitlich vorzunehmende Bewertung eines Prozessergebnisses, hier Prozessgeschwindigkeit versus Qualität, anschaulich vermittelt.

Zu beobachtende Einflüsse der Polarisation des Laserstrahles auf das Schweißergebnis beruhen ebenfalls auf dem Mechanismus der Fresnelabsorption. So zeigt Bild 9.17, dass bei senkrecht zur Schweißrichtung orientierter linearer Polarisation mehr Energie in die Seiten der Kapillare eingekoppelt wird, was zu einer Verbreiterung der Naht führt. Bei paralleler Orientierung lässt sich die erhöhte Einkopplung an der Front in einer Geschwindigkeitserhöhung nutzen (siehe Bild 9.48).

Die durch die Fresnel'schen Gesetze bestimmte Absorption der Laserstrahlung, insbesondere der Anteil an der Kapillarfront, ist auch für die Bewegung der Kapillare durch das Schmelzbad von Bedeutung. Zweifelsohne muss an der Kapillarfront die Verdampfungsrate und damit notwendigerweise auch die Energieeinkopplung größer sein als an der Rückwand, da der Ablationsdruck an der Kapillarfront dafür sorgt, dass das dort aufgeschmolzene Material zur Seite gedrückt wird, die Kapillare umströmt und so den Antrieb für die Schmelzeströmung um die Kapillare herum darstellt. In welcher Weise sich der nach hinten abströmende Metaldampf in der Impulserhaltung manifestiert (alle theoretischen Modelle, die für Verhältnisse im niedrigen und mittleren Geschwindigkeitsbereich Gültigkeit haben, betrachten einen konstanten Druck über den Kapillarquerschnitt), ist noch nicht endgültig beantwortet, siehe auch Abschnitte 9.4.2 und 9.4.3.1.

9.3.4 Modifikation der Energieeinkopplung durch Plasma in der Kapillare

Findet innerhalb der Kapillare eine nennenswerte Ionisierung des Metaldampfes statt, wovon beim Schweißen mit CO₂-Lasern insbesondere bei hohen Leistungen stets auszugehen ist, so stellt sich infolge der *Plasmaabsorption* ein zweiter Mechanismus der Energieeinkopplung ein. Gewissermaßen über den „Umweg“ des durch inverse Brennstrahlung aufgeheizten Plasmas – Modellrechnungen und Experimente erbringen Temperaturen zwischen 6000 und 15000 K, siehe z. B. [319] – gelangt der darin absorbierte Leistungsanteil mittels Wärmeleitung in das

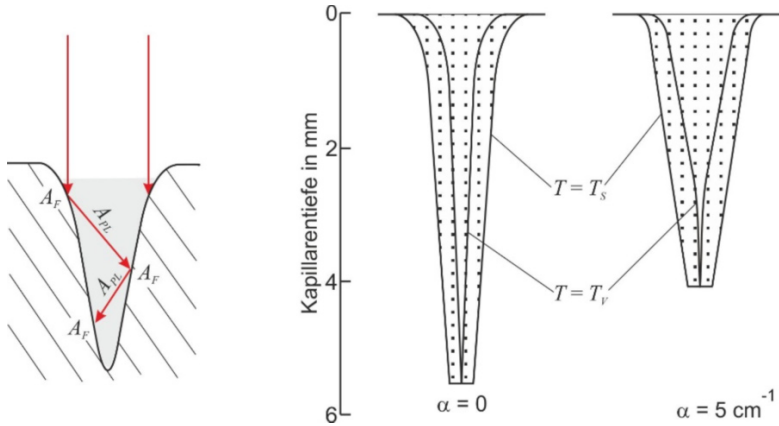


Bild 9.18 Veranschaulichung der beiden Absorptionsmechanismen, Fresnelabsorption A_F an der Kapillarwand und Lambert-Beersche Absorption im Plasma A_{PL} (links) und selbstkonsistent nach [317], [318] berechnete Kapillar- und Nahtquerschnittsformen (rechts) die zeigen, dass als Folge von Plasma in der Kapillare sich diese weniger tief, aber breiter ausbildet; CO₂-Laser, TEM₀₀ mit $I_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$.

Werkstück. Wie Rechnungen an axialsymmetrischen Geometrien verdeutlichen, kann der dadurch resultierende Einkoppelgrad den auf der Fresnelabsorption allein beruhenden übertreffen [119]. Allerdings verändert sich auch die Kapillargeometrie, die als Konsequenz der überwiegend in radialer Richtung erfolgenden Wärmeleitung im Plasma breiter und infolge der dem Lambert-Beerschen Gesetz unterliegenden Intensitätsabnahme während der Strahlpropagation zum Kapillargrund hin weniger tief wird [317], [318]. Dieser resultierende Effekt ist in Bild 9.18 veranschaulicht.

9.4 Fluidmechanische Effekte

Aus direkten Beobachtungen des Schweißprozesses, Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Schweißbades, siehe Bild 9.19, und dem Erscheinungsbild der Nahtberraupe mit ihren typischen Schuppungen kann unmittelbar geschlossen werden, dass die Schmelzebewegung einer hohen Dynamik unterliegt. Röntgenaufnahmen und Simulationen der Strömungsvorgänge dokumentieren ein komplexes, dreidimensionales Strömungsfeld, was in Bild 9.20 beispielhaft gezeigt ist. Dominierend bei diesen niedrigen Geschwindigkeiten ist eine vom Marangoni-Effekt (siehe Abschnitt 9.4.3) und längs der Kapillarfront nach unten laufenden „gleitenden Stufen“ (siehe Abschnitt 9.4.1) angefachte Wirbelstruktur.

Über Energie- und Impulserhaltungsbedingungen an der Grenzfläche Dampf/Flüssigkeit ist die Strömung im Schmelzebad direkt an die Vorgänge in der Kapillare gekoppelt. Jede Änderung geometrischer oder physikalischer Randbedingungen dort hat unmittelbare Auswirkungen auf die Energie- und Impulsverteilung im Schmelzebad und umgekehrt. Wiewohl zeitliche Fluktuationen des Prozessgeschehens inhärenterweise auftreten (als Beispiel sei auf die in Bild 9.11

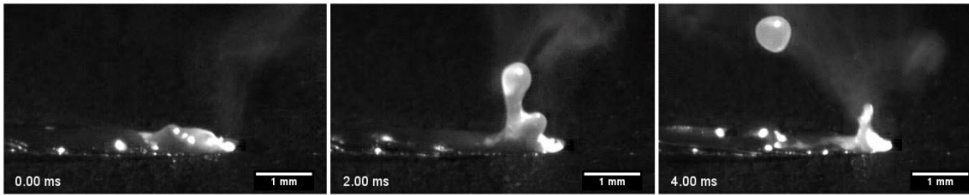


Bild 9.19 Bildfolge aus einem Hochgeschwindigkeitsfilm (20.000 Bilder/s) des Schweißprozesses von Einsatzstahl 16MnCr5 mit Parametern zur Verdeutlichung möglicher Effekte der Schmelzebaddynamik: hier die Entstehung eines großen Schmelzespritzers an der Kapillarrückwand; $d_f = 200 \mu\text{m}$ (1:1 Abbildung mit $f = 200 \text{ mm}$ einer Faser mit $200 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser), $P = 5 \text{ kW}$, $v = 6 \text{ m/min}$, $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$. Jeweils rechts ist der helle Frontbereich der Kapillaröffnung gut zu erkennen.

ersichtlichen Fluktuationen der Kapillarform hingewiesen), lässt sich bei geeigneter Parameterwahl ein quasistationärer Zustand realisieren, der als „stabiler“ Prozess Anwendung findet. Abweichungen von diesen Bedingungen – infolge von größeren Parameterschwankungen oder lokaler, statistisch auftretender Veränderungen einer Randbedingung – führen zu Instabilitäten mit negativen Auswirkungen auf die Prozessqualität.

Nach heutigem Stand des Wissens gelten als wichtigste Beiträge zur Impulsbilanz des Tiefschweißprozesses die aus

- den Auswirkungen von gleitenden Stufen an der Kapillarfront,

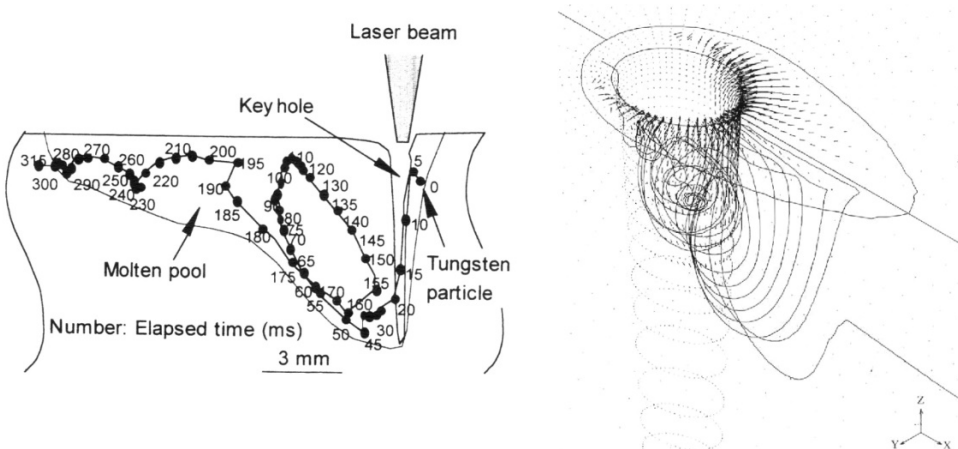


Bild 9.20 Verdeutlichung des Strömungsfeldes im Schmelzebad anhand von Teilchenbahnen. Im linken Bild wird die aus der Auswertung eines Röntgenfilms (1000 Bilder/s) gewonnene Bewegung eines Wolframpartikels im Schmelzebad einer Al-Legierung (A5083) anhand von Zeitschritten (ms) dokumentiert, [320] (CO_2 -Laser, $P = 10 \text{ kW}$, $v = 1,5 \text{ m/min}$). Das rechte Bild gibt die Ergebnisse einer den Marangoni- und Umströmungseffekt berücksichtigenden Simulation nach [321] wieder ($P = 3 \text{ kW}$, $v = 2 \text{ m/min}$, Fe). Diese Darstellung einer Partikelbahn soll darauf hinweisen, dass grundsätzlich ein dreidimensionales Geschwindigkeitsfeld vorliegt, dessen y-Komponenten in den Röntgenaufnahmen nicht zu erkennen sind.

- der Umströmung der Kapillare,
- den Effekten der Oberflächenspannung und
- der Dampf-/Plasmaströmung in der Kapillare

resultierenden Phänomene. Obwohl die verschiedenen Mechanismen, die zur Ausbildung eines bestimmten Strömungsfeldes beitragen, miteinander in Wechselwirkung stehen, werden sie der Übersicht und des besseren Verständnisses halber im Folgenden getrennt diskutiert. Im gleichen Sinne werden Stabilitätsaspekte in einem gesonderten Abschnitt behandelt. Nicht eingegangen wird auf weitere Effekte, wie die Kondensation von Metaldampf an der Kapillarrückwand sowie auf das Spiking.

Fluidmechanische Effekte sind indessen nicht nur wegen eines grundsätzlichen Prozessverständnisses von Interesse. Da mit der strömenden Schmelzemasse Energie transportiert wird, hat das Strömungsfeld einen direkten Einfluss auf die Schmelzepad- und somit Nahtgeometrie. Es ist also auch von praktischem Interesse, zu wissen, ob durch gezielte Nutzung eines bestimmten Mechanismus eine Nahtformung bewerkstelligt werden kann.

9.4.1 Auswirkungen gleitender Stufen an der Kapillarfront

Der Komplexität der beim Tiefschweißen involvierten Wechselwirkungsmechanismen geschuldet setzen die meisten theoretisch-analytischen Modelle eine geometrisch homogen verlaufende Kapillarform mit glatter Wand voraus. Indessen ist bereits in [322] und in [323] die Vorgänge an einer zweidimensionalen Front theoretisch untersuchend gezeigt worden, dass sich an der Kapillarfront stufenförmige geometrische Deformationen bzw. Wellenstrukturen ausbilden können, die sich in Richtung der Laserstrahlachse bewegen. Auch die bereits erwähnten Röntgenaufnahmen in [298] und [310] zeigen solche Stufen, und es wird auf deren Auswirkung

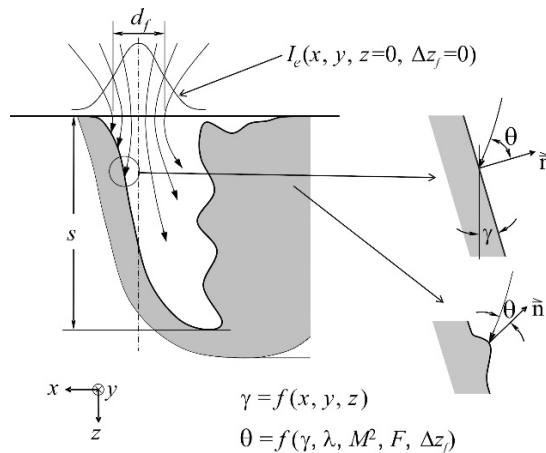


Bild 9.21 Schematische Darstellung des lokal veränderlichen Einfallswinkels $\theta \cong 90^\circ - \gamma$ der Laserstrahlung in einer Dampfkapillare; verdeutlicht wird dessen Abhängigkeit von der Kapillar- und der Strahlgeometrie (γ lokaler Neigungswinkel der Phasenfront flüssig/dampfförmig; \vec{n} Normalenrichtung zur Oberfläche; x, y, z Ortskoordinaten; λ Wellenlänge; M^2 Beugungsmaßzahl des Strahls; F Fokussierzahl; Δz_f Fokusslage), nach [312].

auf das Stabilitätsverhalten hingewiesen. Die Existenz dieses hierin „gleitende Stufen“ bezeichneten Phänomens, das auch beim Schneiden mit Wellenlängen um $1\ \mu\text{m}$ zu beobachten ist, siehe Abschnitt 8.4.2.2, gilt inzwischen als gesichert, wenngleich noch nicht alle Details der Entstehung und Struktur geklärt sind, siehe z. B. [312], [324], [325] und [269]. Die geometrischen Abmessungen dieser Stufen oder Wellenberge sind schwer abzuschätzen, liegen aber nach den Untersuchungen in [312], [324] und [269] im Bereich der Schmelzefilmdicke oder darunter; sie sind jedenfalls sehr viel kleiner als der Kapillardurchmesser. Ob die in numerischen Simulationen sich zeigenden Instabilitäten der Kapillarfront, z. B. [326], [327], die von der Größenordnung der Kapillargeometrie sind, die gleichen Phänomene wiedergeben, kann nicht endgültig beurteilt werden.

Anhand von Bild 9.21 seien die grundsätzlichen Vorgänge beim Auftreten lokaler Erhebungen an der Kapillarfront erörtert. Die skizzierten geometrischen Verhältnisse sind typisch für mittlere und höhere Schweißgeschwindigkeiten, wo die Laserstrahlung überwiegend an der Front einkoppelt. In der rechten Bildhälfte sind zwei unterschiedliche Ausprägungen eines an der Frontlinie liegenden Flächenelements ($x, y = 0, z$) herausgegriffen: oben, wenn sich dieses in den Verlauf der Front homogen einfügt, und unten, wenn dort eine stufenförmige Aufwölbung vorliegt. Daraus geht unmittelbar hervor, dass bei gleichbleibender Strahlgeometrie sich der Einfallswinkel signifikant verkleinern kann. Als Folge davon steigt nach (4.49) und Bild 4.20 hier die eingekoppelte Intensität lokal begrenzt über die Werte in den benachbarten Flächenelementen an. Unter der plausiblen Annahme, dass diese „zusätzlich“ eingekoppelte Leistung nicht für den Vortrieb genutzt werden muss, wird sich eine höhere Temperatur und Verdampfungsrate einstellen, und der resultierende Reaktionsdruck auf die Stufe bewegt diese und den darunter liegenden Schmelzefilm in Richtung Kapillargrund. Deshalb wird die Bezeichnung „gleitende Stufen“ und nicht „Welle“ gewählt, da letztere mit keinem Massentransport nach unten verbunden wäre. Gleichzeitig weist der von der Schulter der Stufe abströmende Dampf eine höhere Impulsflussdichte und auch andere Richtung auf, als der in seiner Umgebung vorhandene.

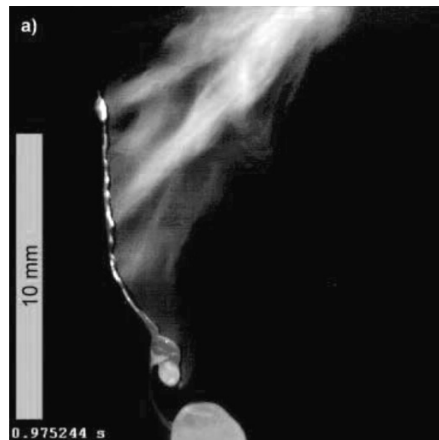


Bild 9.22 Seitenaufnahme einer Abschmelzfront [312]; Blechdicke 0,2 mm, $v = 3\ \text{m/min.}$; Erläuterungen siehe Text.

Wie Bild 4.20 zeigt, ist der Einfluss einer bestimmten Änderung des Einfallswinkels bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ stärker als bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ und damit auch die resultierenden Impulsänderungen. Zu dieser Wellenlängenabhängigkeit kommt bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ eine weitere hinzu, da das sich hier in der Kapillare ausbildende Plasma einen Teil der einfallenden Laserstrahlung absorbiert und vermittels Wärmeleitung an die Kapillarwand abgibt; Bild 9.18 zeigt dies. Damit wird also die vermittels Fresnelabsorption einzukoppelnde Strahlintensität abnehmen. Diese beiden Sachverhalte erklären, warum die Auswirkungen der gleitenden Stufen bei Wellenlängen um $1 \mu\text{m}$ stärker in Erscheinung treten müssen als bei $10,6 \mu\text{m}$. Eine experimentelle Bestätigung findet sich in [328], wo Aufnahmen der Kapillarfront von Schweißungen mit $1,03 \mu\text{m}$ und $10,6 \mu\text{m}$ Wellenlänge, aber ansonsten gleichen Parametern, diskutiert werden: während bei der kurzen Wellenlänge deutlich erkennbare Strukturen in Richtung Kapillargrund laufen, erscheint die Front bei den Schweißungen mit dem CO_2 -Laser sehr viel homogener. Theoretische Ansätze zur Beschreibung gleitender Stufen finden sich in [329], [325].

Zur Veranschaulichung der vorstehend diskutierten Effekte seien Bild 9.22 und Bild 9.23 gezeigt, die im Rahmen von Experimenten zur Visualisierung gleitender Stufen durchgeführt wurden [312]. Es handelt sich um Seiten- und Frontaufnahmen (Bildfrequenz 17000 Hz) eines dünnen Blechs, dessen Kante mit dem Strahl eines Scheibenlasers ($P = 4 \text{ kW}$, $d_f = 0,2 \text{ mm}$, $z_{Rf} = 1 \text{ mm}$) abgeschmolzen wurde; auf diese Weise sollten die Vorgänge an der Kapillarfront qualitativ nachgebildet werden. In Bild 9.22 sind mehrere Verdickungen des Schmelzefilms – Stufen – zu erkennen, von denen diskrete Dampfströmungen ausgehen. Von dem nach unten gleitenden Schmelzefilm lösen sich Tröpfchen ab, deren Geschwindigkeit mit rund 10 m/s abgeschätzt werden kann. In Bildsequenzen der Frontaufnahmen, siehe Bild 9.23, ist zu sehen, wie sich im obersten Bereich der Front eine (Helligkeits-)Stufe entwickelt, die während ihrer Bewegung beschleunigt wird; im hier wiedergegebenen Beispiel nimmt die Geschwindigkeit von rund 7 m/s auf 28 m/s zu. Die nach unten transportierte Schmelze wird teils als Tropfenflug

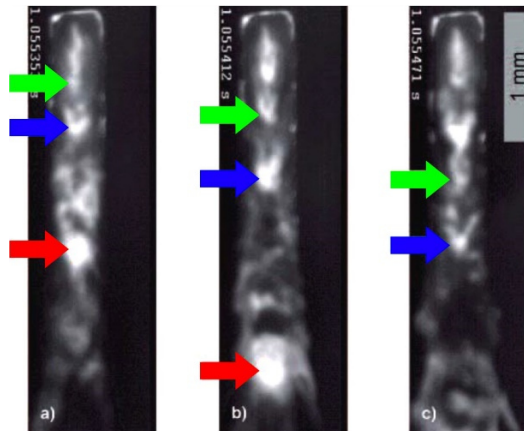


Bild 9.23 Blick auf die Abschmelzfront [312]; Blechdicke $0,5 \text{ mm}$, $v = 3 \text{ m/min.}$; die Pfeile in den Teilbildern ($\Delta t = 1/17.000 \text{ s}$) markieren diskrete Stufen, aus deren zeitlicher Verfolgung ihre Geschwindigkeiten ermittelt wurden; siehe Text.

(mit Geschwindigkeiten um 10 m/s) teils als ein Film – im unteren Bereich der dort stark gekrümmten Front auch nach hinten laufend – ausgetrieben. Dieser durch die lokale Druckwirkung auf die Stufen verursachte Massentransport in Laserstrahlrichtung findet seinen überzeugenden Nachweis im sogenannten „Dampfdruck-Schmelzscheiden“ [194], [312], wo – in Abwesenheit von Schneidgasströmungen – u. a. aus dem Spritzerflug entgegen der Schwerkraft in einer „Über-Kopf“-Anordnung auf Tröpfchengeschwindigkeiten von mindestens 5 m/s geschlossen wurde.

Den aus Bild 9.23 ermittelten Geschwindigkeiten vergleichbare Werte wurden von [324] berichtet, die mit steigender Bestrahlungsstärke von 5 bis 18 m/s zunehmen. Weitere Ergebnisse finden sich in [330], wonach sich bei einer Aufnahme Frequenz von 180.000 Bildern pro Sekunde diskrete Stufen erst bei Leistungen $P > 5$ kW detektieren lassen, während im Bereich darunter ein erratisch strukturierter Schmelzefluss zu sehen ist. Aufschlussreich im Hinblick auf das Strömungsfeld im Schmelzebad hinter der Kapillare ist die Beobachtung, wonach beim Einsetzen des Humpingvorgangs (siehe Abschnitt 9.7.2) sehr hohe Stufengeschwindigkeiten festzustellen sind. In Übereinstimmung mit [194] und [312] wird ferner berichtet, dass bei der Parameteränderung $P \uparrow$ und $v \downarrow$ der Umschlag von Schweiß- zum Schneidprozess erfolgt.

Von diesen Darstellungen sind drei bedeutsame Auswirkungen gleitender Stufen auf den Schweißprozess ableitbar:

- Die Existenz gleitender Stufen an einer nur leicht geneigten Kapillarfront ($\gamma \downarrow$) ermöglicht einen höheren Einkoppelgrad als an einer glatten bei gleichem (mittlerem) Neigungswinkel.
- Der an den Stufen auf den Schmelzefilm eingebrachte Impuls kann – insbesondere bei Einschweißungen – am Kapillargrund umgelenkt werden und in Form eines Wirbels eine in entgegengesetzter Richtung weisende Strömungskomponente hinter der Kapillare induzieren.
- Die von den Stufen ausgehenden diskreten Dampfstrahlen treten mit der Kapillarrückwand an zeitlich und örtlich variierenden Stellen in Wechselwirkung.

9.4.2 Umströmung der Kapillare

Das Vorhandensein einer Kapillare im Schmelzebad ist primär bestimmend für das Strömungsfeld. Sie stellt für das an der Schmelzfront aufgeschmolzene und nach hinten fließende Material einen „Widerstandskörper“ dar, der umströmt werden muss und im dahinter liegenden Bereich des Schmelzebads eine entsprechende Geschwindigkeitsverteilung induziert. Da die Schmelzebadbreite mit zunehmender Schweißgeschwindigkeit abnimmt (vergleiche hierzu die geringer werdende laterale Ausbreitung einer bestimmten Isotherme im Falle einer Linienguelle, Bild 5.15 a, und die Schmelzebadgeometrie in Bild 9.27), verringert sich dabei der seitliche Abstand zwischen der Kapillarwand und der Phasengrenze flüssig/fest. Wie in Bild 9.24 [119] erkennbar, folgt hieraus, dass die Schmelzgeschwindigkeit u in dem durch Schmelzebadbreite $2B_k$ und Kapillardurchmesser $\approx d_w$ festgelegten „Kanalquerschnitt“ $2B_k - d_w$ Werte annehmen muss, die den der Schweißgeschwindigkeit v deutlich übersteigen.

Neben der Schmelzgeschwindigkeit selbst ist im Hinblick auf dynamische Vorgänge vor allem der ihrem maximalen Wert u_{max} entsprechende, aus dem Gesetz von Bernoulli folgende Druckbeitrag $\Delta p = \rho u_{max}^2 / 2$ von Interesse, der vorne an der Kapillare herrschen muss, um die

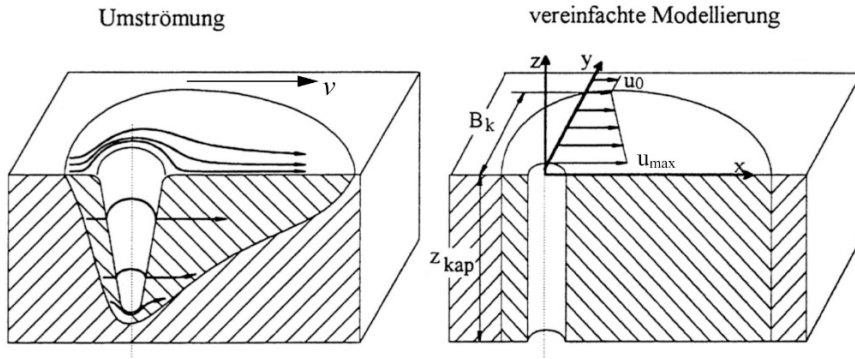


Bild 9.24 Schematische Darstellung der Schmelzeströmung um die Kapillare herum (li) und für die analytische Berechnung vereinfachte zweidimensionale Geometrie (re). Die Geschwindigkeiten (re) beziehen sich auf ein Koordinatensystem, dessen Ursprung im Zentrum der Dampfkapillaröffnung auf der Werkstückoberfläche liegt. Damit ist die Geschwindigkeit u_0 des festen Materials und die der Schmelze an der Phasengrenze fest/flüssig gleich der Vorschubgeschwindigkeit v . Unmittelbar seitlich von der hier reibungsfrei angenommenen Kapillare tritt die maximale Umströmgeschwindigkeit u_{max} auf; B_k bezeichnet die halbe Breite des Schmelzebads an der Position $x = 0$.

Schmelze um diese herum zu beschleunigen. Beide Größen können mit Hilfe analytischer Modelle, z. B. [119], [331], [332] oder numerischer, z. B. [334], [135], ermittelt werden. Der Vorteil ersterer liegt darin, dass grundsätzliche Abhängigkeiten von wichtigen Prozessparametern explizit darstellbar sind, weshalb hier entsprechende Ergebnisse für u und Δp als Funktion der Schweißgeschwindigkeit v und des Kapillardurchmessers (als d_w angenommen) aufgeführt werden. Was dieser analytische Ansatz jedoch nicht liefern kann, ist der Druckverlauf längs der Kapillarwand.

Der *analytischen* Betrachtung nach [119] wird die in Bild 9.24 (re) vereinfachte Geometrie zugrunde gelegt mit der Annahme, dass einerseits die Schmelze aufgrund der Reibung am Rand des Schmelzebades dort dieselbe Geschwindigkeit $u_0 = v$ aufweist, wie der umgebende Festkörper, und andererseits die Grenzfläche an der Kapillare reibungsfrei sei,³⁴ wo demzufolge die höchste Geschwindigkeit u_{max} auftritt. Für die inkompressible Schmelze folgt aufgrund des um die Kapillare verengten Querschnitts aus der Massenerhaltung eine mittlere Geschwindigkeit

$$\bar{u} = v \cdot 2B_k / (2B_k - d_w). \quad (9.7)$$

Unter Annahme einer linearen Geschwindigkeitsverteilung im Schmelzebad resultiert für die maximale Strömungsgeschwindigkeit

$$u_{max} = v \cdot \left(\frac{4B_k}{2B_k - d_w} - 1 \right). \quad (9.8)$$

³⁴ Die Annahme von Reibungsfreiheit an der in der x - y -Ebene liegenden Phasengrenze gasförmig/flüssig muss bis zum Nachweis, ob oder in welchem Ausmaß ein Impulsaustausch zwischen einer im Wesentlichen mit einer z -Komponente strömendem Dampf und einer in x -Richtung fließenden Schmelze vorstättgeht, als brauchbare Näherung gelten.

Mit Verwendung einer analytischen Näherung der numerisch gelösten Wärmeleitungsgleichung zur Bestimmung von

$$\begin{aligned} 2B_k &= d_w \cdot \left[\sqrt{5} \cdot \left(\frac{T_V - T_S}{T_V + T_S - 2T_0} \right)^{\frac{5}{4}} \cdot \left(\frac{Pe}{4} \right)^{\frac{-3}{4}} + 1 \right] = \\ &= d_w \cdot \left[\sqrt{5} \cdot \left(\frac{T_V - T_S}{T_V + T_S - 2T_0} \right)^{\frac{5}{4}} \cdot \left(\frac{d_w \cdot v}{4k} \right)^{\frac{-3}{4}} + 1 \right] \end{aligned} \quad (9.9)$$

wurden in [119] daraus die Beziehungen

$$u_{max} = v \cdot \left(1 + C \cdot Pe^{\frac{3}{4}} \right) = v \cdot \left(1 + C \frac{v^{\frac{3}{4}} \cdot d_w^{\frac{3}{4}}}{k^{\frac{3}{4}}} \right) \quad (9.10)$$

und

$$\Delta p = \rho \frac{v^2}{2} \left(1 + C \cdot Pe^{\frac{3}{4}} \right)^2 = \rho \frac{v^2}{2} \left(1 + C \frac{v^{\frac{3}{4}} \cdot d_w^{\frac{3}{4}}}{k^{\frac{3}{4}}} \right)^2 \quad (9.11)$$

abgeleitet, wo

$$C = \frac{1}{\sqrt{10}} \left(\frac{T_V + T_S - 2T_0}{T_V - T_S} \right)^{\frac{5}{4}} \quad (9.12)$$

von Verdampfungs-, Schmelz- und Ausgangstemperatur (gemessen in K) des Werkstücks abhängt und Pe wie in (5.24) definiert ist.

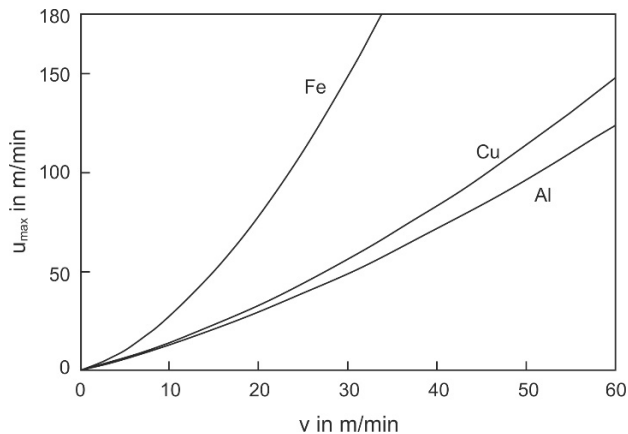


Bild 9.25 Nach (9.10) und den Materialeigenschaften aus Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2 (Seite 129) für $T_0 = 300$ K berechnete maximale Schmelzgeschwindigkeit u_{max} seitlich einer Kapillare mit $d_w = 0,2$ mm in Abhängigkeit von der Schweißgeschwindigkeit v .

Wie schon aus (9.9) zu erkennen ist, wird das Schmelzebad neben der Dampfkapillare umso schmaler, je kleiner der Unterschied zwischen Schmelz- und Verdampfungstemperatur und, über die Definition von $Pe = d_w v / k$, je kleiner die Temperaturleitfähigkeit und je größer die Vorschubgeschwindigkeit ist. Daraus folgt beispielsweise, dass bei gleichem Vorschub die Umströmungsgeschwindigkeit in Stahl wesentlich stärker überhört ist als bei Aluminiumwerkstoffen, siehe (9.10). Dieser Einfluss von Materialeigenschaften ist in Bild 9.25 gezeigt, wobei insbesondere die im Vergleich zu Eisen sehr viel höhere Wärmeleitfähigkeit von Kupfer und Aluminium zu einer Verbreiterung des Schmelzebads und deshalb zu geringerer Umströmungsgeschwindigkeit führt. Da der hier mit d_w angenommene Kapillardurchmesser auch in Pe eingeht, ist B_k nicht einfach zu d_w proportional, sondern weist eine entsprechend komplexere Abhängigkeit auf. Dabei ist auch zu bedenken, dass (9.9) ohne Berücksichtigung der Einflüsse des konvektiven Wärmetransports im Schmelzebad hergeleitet wurde.

Die Abhängigkeiten der maximalen seitlichen Schmelzegeschwindigkeit und des dazu gehörenden dynamischen Drucks von v und d_w gibt Bild 9.26 wieder. Festzuhalten ist, dass beide Größen Potenzfunktionen von der Schweißgeschwindigkeit *und* dem Kapillardurchmesser sind. Auch wird deutlich, dass der Ansatz $\Delta p = \rho \cdot v^2 / 2$ statt $\Delta p = \rho \cdot u_{max}^2 / 2$ zur Abschätzung dynamischer Vorgänge nur bei niedriger Vorschubgeschwindigkeit und kleinem Kapillardurchmesser gültig ist.

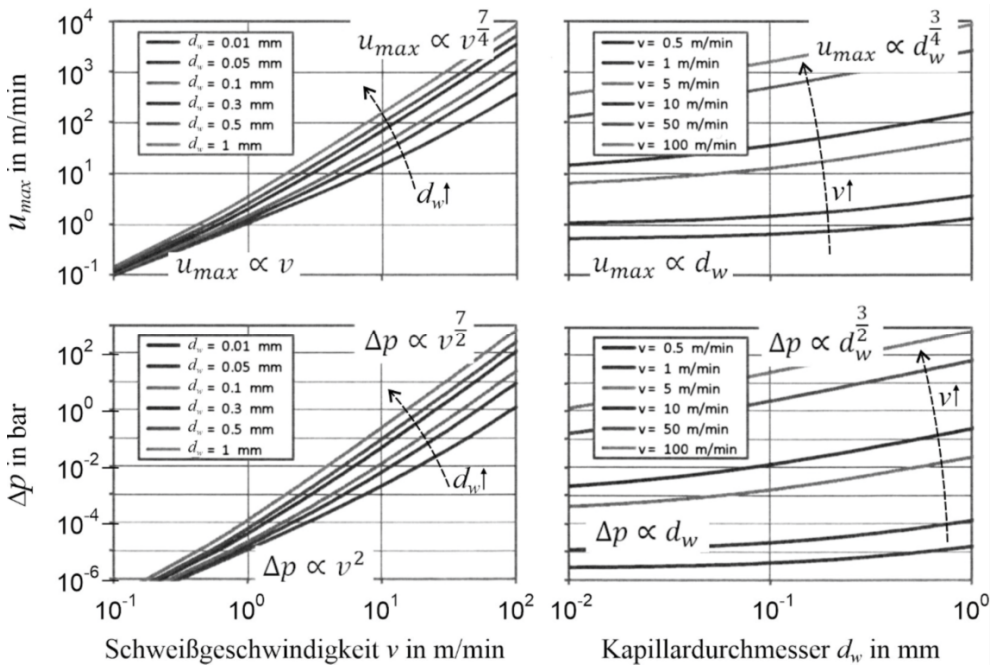


Bild 9.26 Analytisch mit (9.10) und (9.11) berechnete maximale Schmelzegeschwindigkeit und entsprechender dynamischer Druck. Zur Verdeutlichung deren Abhängigkeiten von v bzw. d_w sind für Bereiche deren jeweils sehr kleiner und sehr großer Werte näherungsweise gültige Proportionalitäten angegeben; Fe. Nach [333] with permission from Elsevier.

Wie in Bild 9.24 (li) angedeutet, strömt bei Einschweißungen zwar ein Teil der Schmelze auch unter der Kapillare durch nach hinten (z -Komponenten ihrer Geschwindigkeit aufweisend), doch für alle Schweißungen mit einem Aspektverhältnis $s/d_w \gg 1$ kann der *azimutale* Druckgradient zwischen Front und Seite der Kapillare als dominierender Antrieb betrachtet werden; das Bild einer zweidimensionalen Umströmung erscheint bei dieser Voraussetzung somit als hinreichend repräsentativ, um damit dynamische Vorgänge zu diskutieren.

Zur Wiedergabe von auf diesem Modell beruhenden Ergebnissen ist anzumerken, dass darin für die Herleitung von (9.9) statt der Energiegleichung eine auf Verdampfungstemperatur befindliche Phasengrenze flüssig/dampfförmig berücksichtigt wurde (weshalb die absorbierte Intensitätsverteilung und damit die Leistung selbst einen Teil der Lösung darstellt). Zudem sei nochmals bemerkt, dass die Abschätzung von B_k alleine durch Betrachtung der Wärmeleitung, also ohne Einfluss des Wärmetransports durch die Strömung in der Schmelze erfolgte. Es ist davon auszugehen, dass dadurch B_k etwas unterschätzt und u_{max} überschätzt wird.

Die Ergebnisse numerischer Lösungen der Navier-Stokes Gleichungen für das zweidimensionale Strömungsfeld beim Durchschweißen dünner Bleche [334], gibt Bild 9.27 für sehr hohe Werte der Schweißgeschwindigkeit v wieder, wie sie mit Faser- und Scheibenlasern möglich sind. Die Lösungsansätze unterscheiden sich auch in der Berücksichtigung der Energieeinbringung: während in [119] die Temperatur der Kapillarwand mit $T = T_V$ vorgegeben wurde, erfolgte in [334] eine Berechnung der Einkopplung durch Absorption an der Frontseite der ebenfalls zylindrischen Kapillare. Im Vergleich zu analytischen Daten zeigt sich eine gute Übereinstimmung bei den Umströmungsgeschwindigkeiten. Lösungen der Navier-Stokes-Gleichungen

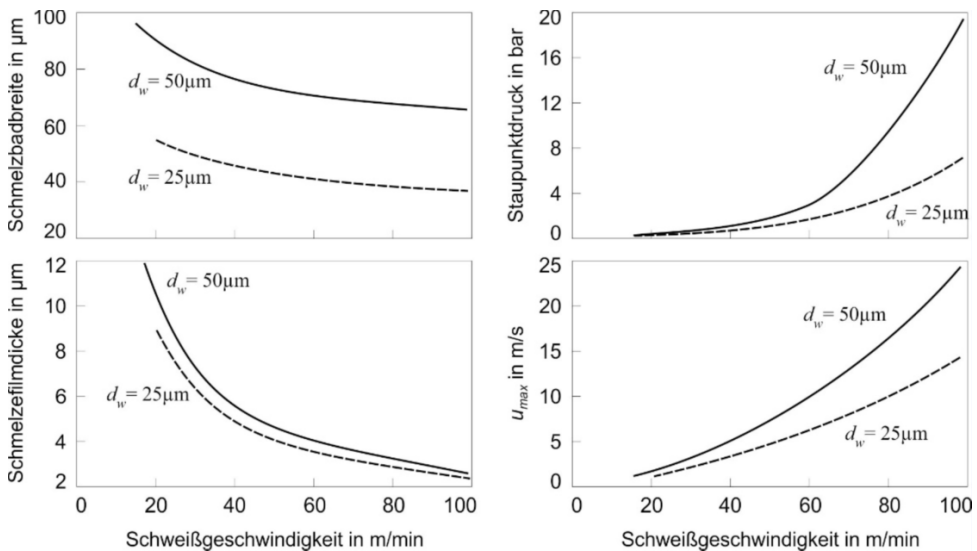


Bild 9.27 Zweidimensional numerisch berechnete Schmelzbadbreite und Dicke des Schmelzefilms vor der Kapillarfront sowie die sich daraus ergebende maximale Umströmungsgeschwindigkeiten (seitlich der Kapillare) und zu deren Entstehung erforderliche (Über)Drücke zum Umgebungsdruck in Abhängigkeit der Schweißgeschwindigkeit und des Kapillardurchmessers; Fe. Unter Mitwirkung des Autors von [334].

erbringen jedoch darüber hinaus detaillierte Aussagen z. B. zum Strömungsfeld auch hinter der Kapillare wie zur Dicke des Schmelzefilms zwischen Kapillarfront und Festkörper.

Ein Vergleich theoretisch erhaltener Geschwindigkeitswerte mit experimentellen lässt sich mangels schwierig durchzuführender Messungen und deshalb kaum vorhandener Messdaten nur annähernd vornehmen. Typische Unsicherheiten hierbei illustrieren die beiden folgenden Beispiele. Als erstes werden in Bild 9.28 nach (9.10) berechnete Werte (Kurven) von u_{max} mit solchen verglichen (Punkte), die aus gemittelten Messungen von Schmelzebadbreite $2B_k$ und Durchmesser der Kapillaröffnung d_k [307] unter Verwendung von (9.8) mit $d_w = d_k$ erhalten wurden [335]. Angesichts des Umstands, dass bei den dort vorgenommenen Einschweißungen zur Bestimmung von B_k und d_k , anders als für die Herleitung von (9.8) angenommen, ein gewisser Anteil des vor der Kapillare aufgeschmolzenen Materials auch unterhalb dieser nach hinten fließt, darf die Übereinstimmung als zufriedenstellend gelten. Würde man als zweites Beispiel indessen die höchste aus Bild 9.20 (im Zeitintervall von 195 bis 200 ms) ableitbare Partikelgeschwindigkeit (die nicht genau der Schmelzegeschwindigkeit entsprechen muss) mit u_{max} nach (9.10) bei Verwendung eines Kapillardurchmessers von ca. 1 mm (Aufnahmen in [310] entnommen) vergleichen, so ergäbe sich für diese ein um den Faktor 5 bis 6 niedrigerer Wert – ein Vergleich, der allerdings nur bedingt aussagekräftig ist, da die so aus Bild 9.20 bestimmte Strömungsgeschwindigkeit jene hinter der Kapillare ist, wo die Schmelze einen größeren Badquerschnitt zur Verfügung hat, hingegen (9.10) die im engen Schmelzebadquerschnitt seitlich der Kapillare beschreibt.

Erwähnenswert für das Verständnis des Prozessgeschehens sind folgende Auswirkungen einer steigenden Schweißgeschwindigkeit bei der (zweidimensionalen) Kapillarumströmung:

- Die Breite des Schmelzebades insgesamt, aber insbesondere die Schmelzebadausdehnung vor und neben der Kapillare, nehmen ab; an der Front ist zutreffender von einem Schmelzefilm zu sprechen.
- Die Gebiete höchster Schmelzegeschwindigkeit befinden sich seitlich und hinter der Kapillare.

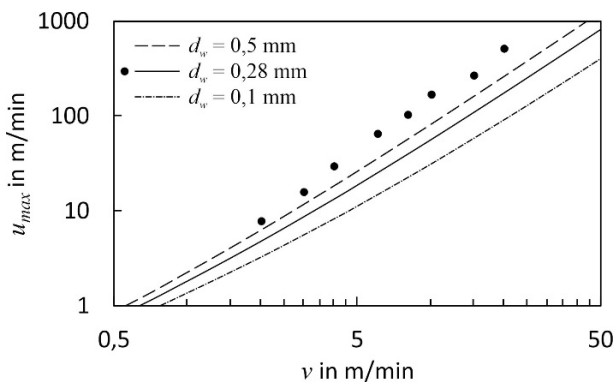


Bild 9.28 Nach (9.10) berechnete maximale Umströmungsgeschwindigkeiten u_{max} (Kurven) im Vergleich zu Werten (Punkte), die sich aus der Messung der Schmelzebadbreite und des Durchmessers der Kapillaröffnung d_k unter Anwendung von (9.8) mit $d_w = d_k$ ergeben, nach [335].

- Bei gleicher Schweißgeschwindigkeit wird die maximale Schmelzegeschwindigkeit umso höher, je grösser der Kapillardurchmesser ist.
- Der beschleunigende Druck an der Front wächst von wenigen 100 mbar mit der Schweißgeschwindigkeit entsprechend $p \propto v^m$ an, wobei der Exponent zwischen 2 und 3,5 liegt.

Der mit der Schweißgeschwindigkeit wachsende dynamische Druck $\rho v^2/2$ und die sich daher ändernde Verteilung des statischen Druckes an der Kapillarwand erfordert in der Realität dort entsprechende Reaktionen, um das Druckgleichgewicht aufrecht zu erhalten. Letztlich werden sich die Randbedingungen für die Energieeinkopplung in einer Weise ändern, so dass an der Phasengrenze Dampf/Schmelze Kräftegleichgewicht herrscht (siehe auch Abschnitt 9.4.3). Die im hinteren Bereich des Schmelzebads noch vorhandenen hohen Geschwindigkeiten und entsprechenden Staudrücke sowie Kondensationseffekte (siehe hierzu [336]) wirken sich auf die geometrischen Bedingungen der Erstarrung und die daraus resultierende Nahtform in einer Weise aus, die noch nicht vollständig verstanden ist.

Vor dem Hintergrund experimenteller Beobachtungen, die auf einen Zusammenhang zwischen Querschnittsform der Kapillare und Schweißgeschwindigkeit hinweisen, wurde in [333] der Frage nachgegangen, inwieweit die Annahme einer zylindrischen Kapillare für die Berechnung des Strömungsfelds im Schmelzebad gültig ist. So wird in [308], [337], [338], [339], übereinstimmend festgestellt, dass mit steigender Geschwindigkeit Veränderungen auftreten, die von einer zunächst kreisförmigen Kapillaröffnung über eine sich nach hinten verlängernden bis hin zu einer Geometrie führen, wo sich die seitlichen Schmelzeströme erst nach einer deutlich größeren Entfernung als der Laserstrahldurchmesser zu einem gemeinsamen Schmelzebad vereinen. Solange Δp verhältnismäßig klein ist – und damit auch die damit zusammenhängenden Druckänderungen längs des Kapillarumfangs – sollte nach [333] die Vorstellung einer zylindrischen Kapillare mit über dem Querschnitt konstantem Druck zutreffend und darauf beruhende Berechnungen der Schmelzebadgeometrie gültig sein; siehe dazu Abschnitt 9.4.3.1.

9.4.3 Effekte der Oberflächenspannung

Die Oberflächenspannung der Schmelze ist beim Tiefschweißen in zweierlei Hinsicht von Bedeutung, für das Kräftegleichgewicht an der Kapillarwand und das Auftreten thermokapillar induzierter Strömungen, dem so genannten Marangoni-Effekt.

9.4.3.1 Drücke im Inneren der Kapillare und an deren Front

Die Existenz einer in Raum und Zeit stabilen Kapillargeometrie (abgesehen von mehr oder weniger starken Fluktuationen, die hier nicht betrachtet werden) erfordert ein Druckgleichgewicht auf ihrer gesamten von Schmelze umgebenen Oberfläche. Angesichts der insbesondere in den Abschnitten 9.3.2, 9.4.1 und 9.4.2 beschriebenen dynamischen Vorgänge bedeutet allein schon die für die Beschreibung der Druckverhältnisse allgemein übliche Annahme einer axial-symmetrischen Geometrie eine erhebliche Vereinfachung. Hinzu kommt, dass für manche Fragestellungen, wie z.B. die nach der Beeinflussung des Drucks in der Kapillare durch die sie umströmende Schmelze, Auswirkungen von Metaldampf- und Plasmaströmungen und Kondensationseffekten an der Kapillarrückwand, noch keine befriedigenden Antworten vorliegen.

So ist es nicht verwunderlich, dass in der Literatur voneinander abweichende Definitionen des Drucks in der Kapillare zu finden sind.

Im Folgenden wird deshalb modellhaft zwischen zwei Größen unterschieden, dem Druck innerhalb einer axialsymmetrischen Kapillare, als *Kapillardruck* p_k bezeichnet, und einer diesem an der Kapillarfront überlagerten Komponente, dem in 9.4.2 diskutierten *dynamischen Druck* Δp . Diese Betrachtungsweise erlaubt die annähernd korrekte Beschreibung der Druckverhältnisse wenigstens in zwei Extremfällen, welche durch sehr niedrige oder sehr hohe Werte der Schweißgeschwindigkeit v und des Strahldurchmessers d_w vorgegeben sind.

Druck in der im Werkstück ruhenden Kapillare

Unter dem Kapillardruck sei jene isotope Größe

$$p_k = \sum_j n_j \cdot k_B \cdot T_j \quad (9.13)$$

verstanden, die als konstanter Druck im Querschnitt einer axialsymmetrischen Kapillare herrscht, wo n_j und T_j die Teilchendichte und die Temperatur der in der Kapillare befindlichen Teilchenarten j sind – Metalldampf, Plasma (gekennzeichnet durch Elektronen- und Iondichte) und Umgebungsgas – und k_B die Boltzmannkonstante ist.

Im Bestreben, die Oberfläche der Kapillare mit den Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 klein zu halten, übt die Oberflächenspannung σ einen durch (5.80) gegebenen Druck p_σ aus. Ohne Gegenwirkung würde die Oberflächenspannung die Schließung der Kapillare bzw. deren Kollaps bewirken.

Da die Oberflächenspannung eine Stoffgröße ist, die zudem von der Temperatur abhängt, macht (5.80) unmittelbar deutlich, dass die Stabilität einer Kapillare sowohl von geometrischen als auch energetischen Änderungen betroffen ist.

Für die folgenden Überlegungen sei angenommen, dass der Laserstrahl coaxial zur Kapillare einfällt und eine auf ihrem Mantel homogene Energieeinkopplung vorliegt, die zu einer längs ihres Umfangs konstanten Verdampfungstemperatur und Abdampftrate führt.

Damit die Kapillare beim Umgebungsdruck p_∞ aufgrund der Oberflächenspannung nicht kollabiert, sondern stabil geöffnet bleibt, muss darin der Kapillardruck

$$p_k = p_\infty + p_\sigma \quad (9.14)$$

herrschen. Auf den Umstand, dass p_σ als *Überdruck* bzw. *Drucksprung* an der Grenzfläche zu betrachten ist, wurde bereits in Abschnitt 5.2.6 sowie in [340] und [341] hingewiesen. In einer stabilen Kapillare wird der über den Umgebungsdruck p_∞ hinausgehende Druckbeitrag p_σ durch den Rückstoßdruck p_R (5.75) des an der Kapillarwand verdampfenden Materials aufgebaut. Im hier betrachteten Fall der im Werkstück ruhenden Kapillare halten sich die schließende Wirkung der Oberflächenspannung und die öffnende Wirkung des Rückstoßdruckes also die Waage, $p_R + p_\infty = p_k = p_\infty + p_\sigma$, und es gilt $p_\sigma = p_R$.

Wird angenommen, dass sich in der Kapillare kein Umgebungsgas befindet, so ist p_k dem vom Dampf gebildeten Druck gleich (auf Details zum Verdampfungsvorgang an der Wand, gegebenenfalls vorhandener Ionisation und damit zusammenhängende Effekte von Partialdrücken wird hier nicht eingegangen). Als über den Kapillarquerschnitt konstante Größe kann er jedoch

nur dann betrachtet werden, wenn – wie für die hier angenommene ruhende Kapillare – Druckänderungen infolge einer Schmelzeströmung um die Kapillare herum, wie auch von Gasströmungen in der Kapillare vernachlässigbar sind.

Unter obigen Voraussetzungen lassen sich für drei Kapillargeometrien, die als typisch für unterschiedliche Anwendungsfälle gelten können, einfache Zusammenhänge darstellen. Der hydrostatische Druck von maximal $p_h = \rho g s$, wo ρ die Dichte der Schmelze, g die Erdbeschleunigung und s die Kapillartiefe sind, wird wegen seines vernachlässigbar geringen Werts im Vergleich zu den anderen Beiträgen hier nicht berücksichtigt.

Ein- oder Durchschweißung, zylinderförmige Kapillare mit $s/d_w \gg 1$

Mit $R_1 = d_w/2$ und $R_2 = \infty$ herrscht (weit von den beiden Kapillarenden entfernt, wo die an den Rändern der Öffnungen auftretenden Auswirkungen von σ vernachlässigbar sind) nach (5.80) ein durch die Oberflächenspannung verursachter Schließdruck von

$$p_\sigma = \frac{2\sigma}{d_w}. \quad (9.15)$$

In diesem insbesondere für Durchschweißungen dicker Bleche charakteristischen Fall existiert in der Kapillare der Druck

$$p_k = p_\infty + \frac{2\sigma}{d_w}. \quad (9.16)$$

Durchschweißung, kreisrunde Kapillaröffnung mit $s/d_w \approx 1$

Bei Durchschweißungen dünner Bleche, wo der Strahldurchmesser und damit der Kapillardurchmesser vergleichbar oder sogar größer sein kann als die durchgeschweißte Materialstärke s , ist der Einfluss des zweiten Krümmungsradius in (5.80) nicht mehr vernachlässigbar. Mit $R_2 = s/2$ und unter Beachtung, dass hier die Oberflächenspannung in Richtung der Kapillarachse zu einer konvexen Wölbung am Kapillarrad führt, gilt

$$p_\sigma = 2\sigma \cdot \left(\frac{1}{d_w} - \frac{1}{s} \right) \quad (9.17)$$

und für den Druck in der Kapillare

$$p_k = p_\infty + 2\sigma \cdot \left(\frac{1}{d_w} - \frac{1}{s} \right). \quad (9.18)$$

Durch die Oberflächenkrümmung parallel zur Kapillarachse tritt hier also ein kapillaröffnender Effekt der Oberflächenspannung auf, und für $s = d_w$ ist $p_\sigma = 0$. Es ist dabei zu beachten, dass p_σ den Druckunterschied zwischen den beiden Seiten einer gewölbten Oberfläche darstellt. Ist der Öffnungsdurchmesser d_w gleich oder größer als die Dicke s des durchgeschweißten Materials, so wird der Druck in der Öffnung im Wesentlichen vom Umgebungsdruck p_∞ vorgegeben, und die Oberflächenspannung bewirkt eine Druckerhöhung von $2\sigma \cdot (1/s - 1/d_w)$ in der die Kapillare umgebenden Schmelze; demnach stellt $p_k = p_\infty$ die physikalisch sinnvolle Untergrenze für den Druck in der Kapillare dar.

Auf der in Bewegungsrichtung vorderen Seite einer im Werkstück bewegten Kapillare (Kapillarfront) kann der für $s/d_w \lesssim 1$ kapillaröffnend wirkende Effekt der Oberflächenspannung wegen der Begrenzung durch das feste Material keine Erweiterung der Kapillaröffnung bewirken.

Auf der Rückseite kann der Effekt hingegen zu einer deutlichen Verlängerung der Kapillaröffnung führen [342], [343]. Als geradezu prozessprägend erweist sich der Beitrag $2\sigma/s$ beim Schweißen dünner Folien [344].

Einschweißung, halbkugelförmige Kapillare mit $s/d_w \approx 1/2$

Bei Einschweißungen, die knapp an der Tiefschweißschwelle erfolgen, um beispielsweise bei dünnen Blechen eine gegebenenfalls unerwünschte Durchschweißung zu vermeiden, siehe [294], kann sich eine ungefähr halbkugelförmige Dampfkapillare mit $s \approx d_w/2$ ausbilden. Ähnliches gilt auch bei für pulverbettbasierte additive Fertigungsverfahren typischerweise verwendeten Prozessparametern, siehe Abschnitt 11.3. Da hier beide Krümmungen konkav sind, beträgt der Kapillardruck im Gegensatz zu (9.18) nun

$$p_k = p_\infty + \sigma \cdot \left(\frac{2}{d_w} + \frac{1}{s} \right) \text{ bzw. } p_k = p_\infty + \frac{4\sigma}{d_w}. \quad (9.19)$$

Einschweißung, kegelförmige Kapillare mit $s/d_w \gg 1$

Liegt eine kegelförmige Kapillargeometrie mit dem tiefenabhängigen Durchmesser $d = d(z)$ vor, so ist der Krümmungsradius parallel zur Kapillarachse wieder unendlich groß und der Kapillardruck wird mit der Tiefe z entsprechend

$$p_k = p_\infty + \frac{2\sigma}{d(z)} \quad (9.20)$$

zunehmen. Die am Kapillargrund höhere Verdampfungsrate (siehe hierzu die Intensitätsverteilung in Bild 9.15) erzeugt dann den erforderlichen Druck, und der sich zwischen dort und der Kapillaröffnung ($z = 0$) ausbildende Druckgradient dp/dz induziert eine axiale Dampfströmung. Im Rahmen der hier getroffenen Vereinfachungen und eine nur von z abhängige Dampfgeschwindigkeit vorausgesetzt, wäre also auch hier der Druck in jeder Tiefe z innerhalb jeden Querschnitts konstant. Eine der ersten unter dieser Randbedingung abgeleitete analytische Beziehung zwischen erzeugtem Metaldampfvolumen, Kapillarradius und Druck längs z findet sich in [340].

Obige Überlegungen gelten streng nur für Kapillargeometrien mit kreisförmigem Querschnitt, wie er bei im Werkstück ruhenden Kapillaren angenommen werden kann, und unter Vernachlässigung der erwähnten Druckänderungen wie des hydrostatischen Drucks der Schmelze. So ist einleuchtend, dass bei einer Krümmungsänderung längs des Umfangs einer Kapillare sich aufgrund des Terms σ/R_1 nach (5.80) ein lokal veränderter Druck des Dampfes einstellen müsste, um ein Kräftegleichgewicht an der Wand zu gewährleisten. Hinsichtlich der Energieeinkopplung hätte dies zur Konsequenz, dass dann eine Intensitätsverteilung erforderlich wäre, welche zu längs des Umfangs variierenden Verdampfungsraten führte und somit im Widerspruch zur Annahme einer konstanten Verdampfungstemperatur dort stünde. Gleichfalls schließt der an der Front im Werkstück bewegter Kapillaren um Δp nach (9.11) erhöhte und entlang des Umfangs durch die zunehmende Strömungsgeschwindigkeit der Schmelze aufgrund des Gesetzes von Bernoulli abnehmende Druck eine homogene Druckverteilung über dem Querschnitt aus.

Druck an der Front der im Werkstück bewegten Kapillare

Findet zwischen Kapillare und Werkstück eine Relativbewegung mit der Geschwindigkeit v statt, so wird der Druck an ihrer Front wie auch längs ihres Umfangs und der Kapillardruck p_k sich ändern. *Wie* dies geschieht, ist heute noch nicht darstellbar, weshalb hierin nur und ausschließlich die Verhältnisse an der Kapillarfront beschrieben werden.

Dem dort gegenüber p_k erhöhten Druck kommt die Aufgabe zu, sowohl die Schmelzeströmung um die Kapillare herum zu bewirken (was die Berechnungen des dynamischen Drucks Δp in 9.4.2 beinhalten) als auch eine *Nettokraftwirkung* zu erzeugen, um die Kapillare im Koordinatensystem des Laserstrahls ortsfest zu halten. Warum hier modellhaft vereinfachend zwischen dem *Kapillardruck* p_k und dem *an der Kapillarfront herrschenden Druck*

$$p_{kF} = p_k + \Delta p = p_\infty + p_\sigma + \Delta p \quad (9.21)$$

unterschieden wird, ist nachstehend erläutert. Wie bei der ruhenden Kapillare besprochen, wird der über den Umgebungsdruck hinausgehende Beitrag $p_\sigma + \Delta p$ durch die Verdampfung in Form des Rückstoßdruckes p_R (5.75) aufgebaut, es gilt hier also $p_R = p_\sigma + \Delta p$.

Die fluidmechanischen Vorgänge bei der Umströmung einer Dampfkapillare könnten naheliegenderweise in Anlehnung an die bei der Wechselwirkung einer seitlich unendlich ausgedehnten Strömung mit einem darin befindlichen Zylinder behandelt werden. Im Rahmen der hierzu einfachsten Theorie, dem Konzept einer reibungsfreien Potentialströmung mit der Geschwindigkeit v , stellt sich am Zylinderumfang eine Druckverteilung ein, die gegenüber dem in der freien Strömung herrschenden Umgebungsdruck bei $\varphi = 0^\circ$ (an der angeströmten Front) und 180° (an der Rückseite des Zylinders) zwei gleich große Maxima von $+\rho v^2/2$ und bei $\varphi = 90^\circ$ und 270° je ein Minimum von $-\rho v^2/2$ aufweist, wo ρ die Dichte des inkompressiblen Fluids ist [345]. Aus diesem sowohl in Strömungsrichtung wie auch senkrecht dazu symmetrischen Verlauf kann keine *Nettokraft* auf den Zylinder ausgeübt werden. Eine solche ergibt sich in der Realität als Folge der Reibung zwischen Strömung und Zylinderwand und ist als Widerstandskraft je Längeneinheit F_w mit dem Ansatz $F_w = c_w \cdot (\rho v^2/2) \cdot d$ berechenbar, wo c_w der experimentell oder theoretisch zu ermittelnde Widerstandsbeiwert, d der Zylinderdurchmesser und $\rho v^2/2$ der Staudruck der Strömung bei $\varphi = 0^\circ$ ist [345]. Da indes keine Erkenntnisse über die an der gasförmig/flüssigen Umfangsbegrenzung der Dampfkapillare wirkenden Reibungskräfte verfügbar sind, wird auf eine Abschätzung der für ihre Fixierung am Ort erforderlichen *Nettokraft*, zu der möglicherweise auch Kondensationseffekte im rückwärtigen Kapillarbereich beitragen, sowie des sie erzeugenden Drucks bzw. Verdampfungsanteils verzichtet. Erschwerend kommt hinzu, dass diese Anteile der Druckerhöhung an der Front in der Realität miteinander verknüpft und nicht auseinander zu halten sind.

Wiewohl die in (9.21) wiedergegebene Darstellung von p_{kF} als Summe von Druckbeiträgen eine vereinfachende Beschreibung realer Zusammenhänge ist, erlaubt sie die Bedeutung und den Einfluss wesentlicher Prozessparameter abzuschätzen. So wird in [333] u.a. gezeigt, dass die häufig gebrauchte Gleichsetzung $p_k \approx p_\infty + p_\sigma$ nur für sehr kleine Kapillardurchmesser und niedrige bis mittlere Vorschubgeschwindigkeiten v gültig ist, während bei größeren Durchmessern und hohen Geschwindigkeiten der dynamische Druck Δp nicht unberücksichtigt bleiben kann. Des Weiteren lässt (9.21) erkennen, welcher Druck maßgebend für die Verdampfungstemperatur $T_V = T_V(p)$ ist.

9.4.3.2 Auswirkungen auf das Strömungsfeld

Die an der Schmelzbadoberfläche auftretenden großen Temperaturunterschiede zwischen Schmelzbadrand und Kapillarwand führen wegen $\sigma(T)$ auch zu erheblichen, tangential zur Oberfläche gerichteten Gradienten $\vec{\nabla}_\Sigma \sigma$. An der Oberfläche wirkt dann (einen *nur* von der Temperatur abhängigen Stoffwert σ vorausgesetzt) die durch (5.82) gegebene Scherspannung

$$\vec{\tau}_\Sigma = \vec{\nabla}_\Sigma \sigma = \frac{d\sigma}{dT} \cdot \vec{\nabla}_\Sigma T, \tag{9.22}$$

welche durch die damit zusammenhängende Kraft $\vec{F} = \vec{\tau}_\Sigma \cdot d\Sigma$ die oberflächennahe Schmelzschicht in Bewegung setzt, siehe Abschnitt 5.2.6. Bild 9.29 veranschaulicht die geschilderte Situation für ein Schmelzbad, wie es typischerweise beim Lichtbogenschweißen und auch beim Wärmeleitungsschweißen auftritt und wo der Marangoni-Effekt als erstes eingehend untersucht worden war. Man erkennt, dass in Abhängigkeit des Vorzeichens von $d\sigma/dT$ unterschiedlich gerichtete Strömungen induziert und als Folge des konvektiven Energietransports auch unterschiedliche Temperaturfelder und somit Schmelzbadgeometrien erzeugt werden: bei $d\sigma/dT < 0$ erfolgt eine Verbreiterung, bei $d\sigma/dT > 0$ eine Vertiefung gegenüber den Verhältnissen mit ausschließlich konduktivem Wärmetransport (siehe auch Bild 5.27).

Wie schon erwähnt, ist σ eine Stoffeigenschaft. Reine Metalle weisen im Allgemeinen einen negativen Gradienten $d\sigma/dT$, oberflächenaktive Elemente wie Schwefel, Sauerstoff, Selen und Tellur, einen positiven auf. Die Oberflächenspannung ist also auch von deren Konzentration in der Schmelze abhängig, wie die Ausführungen in Abschnitt 5.2.6 deutlich machen. Im Lichte der dort wiedergegebenen Zusammenhänge $\sigma = \sigma(T, c_i)$, wo c_i für die Konzentration des i -ten

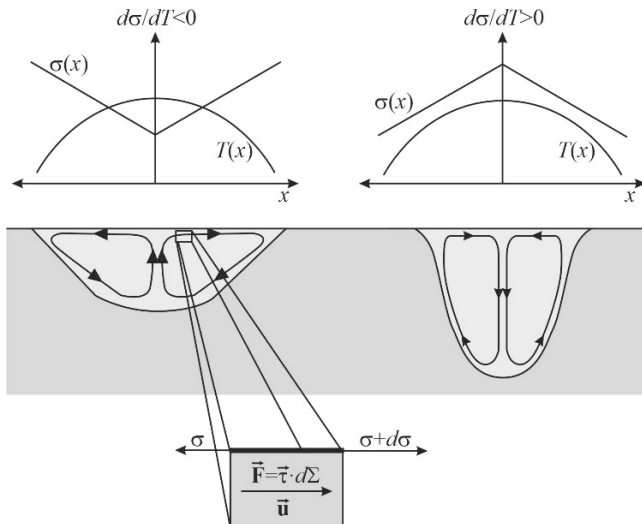


Bild 9.29 Qualitativer Verlauf von Temperatur und Oberflächenspannungen mit unterschiedlichen Vorzeichen von $d\sigma/dT$ und dadurch im Schmelzbad induzierte Strömungswirbel in rotationssymmetrischen Konfigurationen nach [321]. Siehe auch Abschnitt 5.2.6.

oberflächenaktiven Elements steht, wäre die die Marangoni-Strömung antreibende Scherspannung statt wie in (9.22) durch

$$\vec{\tau}_z = \vec{\nabla}_z \sigma = \frac{d\sigma}{dT} \cdot \vec{\nabla}_z T + \sum_i \frac{d\sigma}{dc_i} \cdot \vec{\nabla}_z c_i \quad (9.23)$$

gegeben. Wegen der Schwierigkeit, die örtliche Konzentrationsverteilung $c_i(x, y)$ zu kennen oder sinnvolle Annahmen dafür treffen zu können, werden die Scherspannung und ihr Einfluss meist unter Vernachlässigung der Ortsabhängigkeit der Konzentrationen c_i abgeschätzt.

Im Hinblick auf das Wirksamwerden des Marangoni-Effekts sind die Verhältnisse an der Schmelzebadoberfläche wichtig, d. h. die dort herrschende Konzentration an oberflächenaktiven Elementen ist maßgebend. Da sich Sauerstoff mit Legierungselementen wie Aluminium, Silizium, Mangan und Kalzium verbinden kann, hängt die im realen Prozess wirksame Oberflächenspannung nicht zuletzt von der Art und Zufuhr des Schutzgases ab. Je nach dessen Wirkung kann es zur Ausbildung einer Oxidhaut auf dem Schmelzebad kommen, die den Antrieb der Schmelze behindert. Beispiele hiervon beim Laserstrahlschweißen von Aluminium finden sich in [346] und in [347] beim Lichtbogenschweißen von Edelstahl.

Aus der in Bild 5.29 wiedergegebenen Abhängigkeit $\sigma(T, c_i)$ lassen sich hinsichtlich des Anfachens einer Marangoni-Strömung beim Laserstrahlschweißen die folgenden Aussagen ableiten: Werden im Zentrum eines mit einem Laserstrahl bestrahlten Flecks (auf der ebenen Schmelzebadoberfläche beim Wärmeleitungsschweißen) oder am Rand der Kapillaröffnung (beim Tiefschweißen) Temperaturen im Bereich der Verdampfungstemperatur erreicht (bei ersterem Prozess knapp darunter, beim zweiten definitionsgemäß $T \gtrsim T_V$), so ist dort – unabhängig von c_i – die Temperaturabhängigkeit $d\sigma/dT$ stets negativ. Es wird also in diesem Bereich eine vom Zentrum bzw. vom Kapillarrand weg gerichtete Scherspannung wirksam. Je geringer die Sauerstoff- bzw. Schwefelkonzentration ist, desto weiter erstreckt sich der Oberflächenbereich, in dem dies so geschieht. Deshalb würde bei einer vollständigen Bedeckung der Schmelzeoberfläche durch ein inertes Schutzgas oder im Vakuum und bei niedrigen Legierungsanteilen oberflächenaktiver Elemente ein Wirbel angefacht, wie er in Bild 9.29 links skizziert ist. In allen anderen Situationen hingegen, mit $c_i > 0$, kommt zufolge der am Schmelzebadrand niedrigeren Temperaturen (von der Größenordnung der Schmelztemperatur) die positive Temperaturabhängigkeit $d\sigma/dT$ zur Geltung und induziert dort eine zum Bereich der Energieeinkopplung hin gerichtete Scherspannung. Im Staubereich der aufeinander zulaufenden Strömungen kann es zu einem Abtauchen oder Hochdrücken von Schmelze kommen, abhängig vom dort vorhandenen Strömungsfeld (das durch andere Mechanismen, wie z.B. der Kapillarumströmung, hervorgerufen wird). Den Einfluss solcherart entstandener Doppelwirbel auf die Nahtoberfläche beim Elektronenstrahlschweißen wird in [348] behandelt. Ein für $d\sigma/dT > 0$ typisches Strömungsfeld, wie es in Bild 9.29 rechts skizziert ist, kann nur entstehen, wenn die höchste Temperatur innerhalb der Schmelzebadoberfläche unterhalb jener liegt, bei welcher (in Abhängigkeit von c_i) $d\sigma/dT = 0$ ist.

Mit dem Marangoni-Effekt beim *Wärmeleitungsschweißen* (siehe Bild 5.27), wo er die alleinige Ursache für das Strömungsfeld ist, befassen sich einige Arbeiten. So wird u.a. in [349] berichtet, dass in Gusseisen bei einem variierenden Schwefelgehalt von 10^{-3} bis 10^{-1} % Aus-

wirkungen auf die Nahtform nur für Vorschubgeschwindigkeiten unterhalb von 4 m/min zu beobachten waren. In [286] wird die Modifizierung der Oberflächenspannung gezielt genutzt, um über eine Beimischung von CO_2 zum Schutzgas Argon die Einschweißtiefe zu erhöhen.

Im Falle des *Tiefschweißens* wird hingegen das Strömungsfeld primär durch die Kapillarumströmung geprägt, dem die thermokapillaren Strömungskomponenten gewissermaßen überlagert sind. Deren mögliche Bedeutung findet denn auch erst seit der verbreiteten Verwendung von Festkörperlasern für das Schweißen Beachtung: da hierbei ähnliche nagelkopffartige Nahtquerschnitte auftreten, wie sie bei CO_2 -Lasern als Effekt des laserinduzierten Plasmas, *das es bei $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ nicht gibt*, musste eine andere Ursache identifiziert werden.

Da in Experimenten die Auswirkungen der verschiedenen, sich überlagernden Antriebsmechanismen für die Schmelzeströmung kaum getrennt darstellbar sind, wird der Marangoni-Effekt im Folgenden anhand von Simulationsergebnissen diskutiert. Exemplarisch eingegangen wird dabei überwiegend auf Verhältnisse, wo an der gesamten Oberfläche ausschließlich $d\sigma/dT > 0$ oder $d\sigma/dT < 0$ herrschen, und nur vereinzelt auf Fälle, wo ein räumlich verteilter Vorzeichenwechsel auftritt. Zudem wird der Einfluss möglicher Gradienten der Konzentration oberflächenaktiver Elemente mangels Kenntnisse über die ortsabhängigen Konzentrationsverteilungen vernachlässigt. Wie sich die Situation darstellt, wenn sich das Vorzeichen von $d\sigma/dT$ entlang der Schmelzbadoberfläche ändert, wird in [321] gezeigt, wo für Rechnungen modellhaft angenommen wird, dass $d\sigma/dT$ an jenen Orten gleich Null ist, wo die Temperatur dem Mittelwert aus Schmelz- und Verdampfungstemperatur entspricht; die daraus resultierenden Schmelzbadgeometrien weichen nur wenig von jenen ab, die sich ergeben, wenn überall $d\sigma/dT > 0$ ist.

Das im Vergleich zum Grundmuster (nur Umströmung der Kapillare) durch einen negativen Wert von $d\sigma/dT$ modifizierte Strömungsfeld einer *Durchschweißung* ist in Bild 9.30 (re) wiedergegeben [119]. Die von der Kapillare zum Schmelzbadrand hin wirkenden Scherkräfte führen zu einer Verbreiterung und Verlängerung des oberflächennahen Schmelzbadbereichs, während die in der Blechmitte auf die Kapillare hin gerichtete Strömung dort die Badlänge verkürzt. In dem diesen Rechnungen zugrunde liegenden Parameterbereich kann demzufolge von einer Beeinflussung des Nahtquerschnitts durch den Marangoni-Effekt ausgegangen werden. Zum

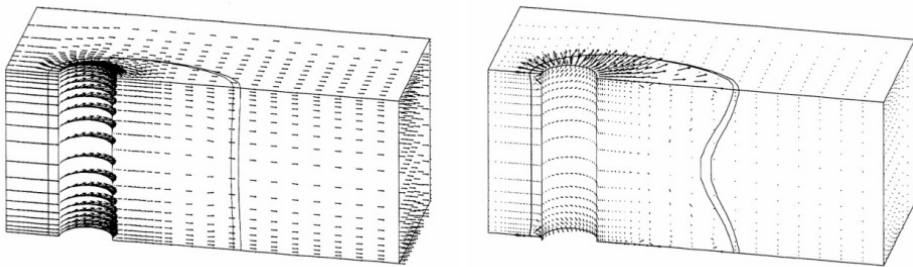


Bild 9.30 Aus der Umströmung einer zylindrischen Kapillare ($d_w = 0,2 \text{ mm}$) bei einer Schweißgeschwindigkeit von 3 m/min sich ergebendes Geschwindigkeitsfeld sowie resultierende Schmelzbadform (li) und entsprechende Resultate bei Berücksichtigung von Effekten der Oberflächenspannung mit $d\sigma/dT < 0$ (re) für reines Eisen; $s = 1 \text{ mm}$.

grundsätzlich gleichen Ergebnis gelangt [350], wo für dieselben Prozessparameter wie in Bild 9.30 und die gleichen Modellannahmen (Kapillarwand auf Verdampfungstemperatur und keine Wechselwirkung zwischen Dampf und Schmelze), jedoch für eine Blechdicke von $s = 5$ mm das Strömungsfeld berechnet wurde. Bei vergleichbarer Längsrichtung des Schmelzebads an der Ober- und Unterseite können sich die Wirbel hier in z -Richtung weiter ausdehnen als dies bei $s = 1$ mm der Fall ist. Daraus resultiert eine Kontur des Schmelzebads mit *zwei* unterhalb der Rückströmungsbereiche liegenden Minima seiner Länge und einer „Ausbeulung“ in der Mitte des Blechs (die Rechnungen [350] wurden initiiert durch die Beobachtung, wonach Heißrisse bevorzugt bei Nähten auftreten, deren Querschnittsform in ihrer Mitte Verbreiterungen aufweisen).

Die Wirkung der Marangoni-Strömung bei *Einschweißungen* wurde in [321] und [351] untersucht. Während die Ergebnisse in [351] bei 3,6 m/min Schweißgeschwindigkeit ein umströmungsdominiertes Bild ergeben, zeigen die Berechnungen in [321], dass Einflüsse der Oberflächenspannung im Geschwindigkeitsbereich bis zu etwa 6 m/min eine das Strömungsfeld und den Nahtquerschnitt prägende Rolle spielen können. Das mit $d\sigma/dT < 0$ durch den radial von der Kapillare weg gerichteten Oberflächenspannungsgradienten beeinflusste Strömungsfeld und die daraus resultierende Schmelzebadgeometrien sind für Baustahl in Bild 9.31 dargestellt [321]. Mit dem rot eingezeichneten Pfeil wird verdeutlicht, dass die Marangoni-Strömung einen flachen, oberflächennahen Wirbel induziert, der heißes Material von der Kapillare wegführt und damit im oberen Bereich eine Verbreiterung und nach hinten eine deutliche Verlängerung des Schmelzebads bewirkt. In [321] ist zudem der Fall behandelt, dass überall $d\sigma/dT > 0$, was aber gemäß Bild 5.29 nahe der Dampfkapillare bei Stahl nicht eintreten kann. In diesem Fall würde der in Bild 9.31 gezeigte Wirbel im Gegenuhrzeigersinn drehen und heißes Material nahe der Kapillare in die Tiefe transportieren.

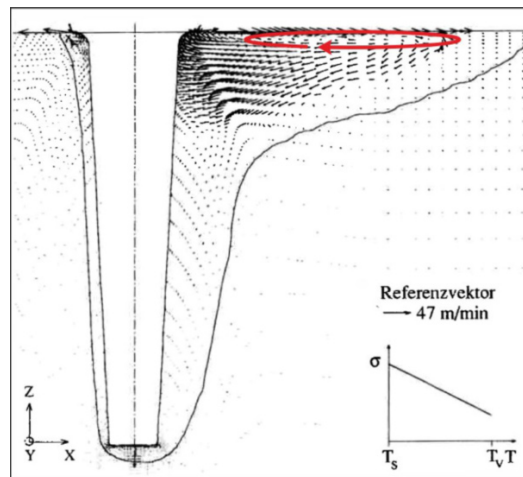


Bild 9.31 Schmelzebadform und Geschwindigkeitsfeld in der Symmetrieebene parallel zur Schweißgeschwindigkeit; $v = 2$ m/min, $d\sigma / dT < 0$, die Kapillargeometrie (elliptischer Öffnungsquerschnitt $0,73$ mm \times $0,95$ mm, $4,3$ mm tief, 6° Konuswinkel) wurde in Anlehnung an experimentelle Ergebnisse vorgegeben, Baustahl, nach [321].

Aus solchen Betrachtungen resultierende Nahtquerschnitte sind in Bild 9.32 wiedergegeben [321]. Hieraus wird deutlich, dass die bei $d\sigma/dT < 0$ wegen der radial von der Kapillare weg gerichteten Marangoni-Strömung auftretende Nagelkopfform bei zunehmender Konzentration eines oberflächenaktiven Elements verschwindet, weil dadurch vom Rand des Schmelzebades her der Bereich mit $d\sigma/dT > 0$ einen zunehmend größeren Teil der Oberfläche einnimmt, wodurch dort eine zur Kapillare hin gerichtete Strömung entsteht. Vergleichbare Änderungen der Querschnittsform werden in [352] präsentiert, wo über Stumpfschweißungen von nicht oxidierten und oxidierten Fügeflächen berichtet wird: 16 μm bis 32 μm dicke Oxidfilme liefern demzufolge hinreichend viel Sauerstoff, um über dadurch modifizierte Oberflächenspannungen deutliche Veränderungen der fluiddynamischen Vorgänge zu bewirken.

Die Existenz des in Bild 9.31 gezeigten Wirbels und seine Umkehr in den äußeren Bereichen des Schmelzebads bei zunehmender Konzentration oberflächenaktiver Elemente ist mehrfach beobachtet und in [353] anhand von Schlibfbildern und Röntgenaufnahmen experimentell bestätigt worden. In einer geschlossenen Prozesskammer wurde dort die Gaszusammensetzung kontrolliert gestaltet und durch Zugabe von Sauerstoff zu Argon (in den von der Kapillaröffnung entfernteren Bereichen des Schmelzebads) das Vorzeichen der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung verändert. Bild 9.33 gibt die dabei auftretenden Nahtquerschnitte wieder; der in Edelgasatmosphäre typische Nagelkopf infolge des für pure Metalle auf der ganzen Schmelzbadoberfläche geltenden $d\sigma/dT < 0$ und der dadurch an der Schmelzbadoberfläche radial nach außen gerichteten Marangoni-Strömung schwächt sich mit zunehmendem Sauerstoffgehalt ab. Die Bilder können jedoch nur als Beweis einer nach außen (zum Schmelzbadrand hin) gerichteten, kräftig entwickelten Strömung für den Fall gelten, dass eine freie Oberfläche das Wirksamwerden des Marangoni-Effekts erlaubt; ob es (in den äußeren Bereichen der Schmelzbadoberfläche) bei Sauerstoffkonzentrationen von mehr als 5% tatsächlich zu einer *Umkehr* der antreibenden Oberflächenspannungen kommt, oder eine sich ausbildende

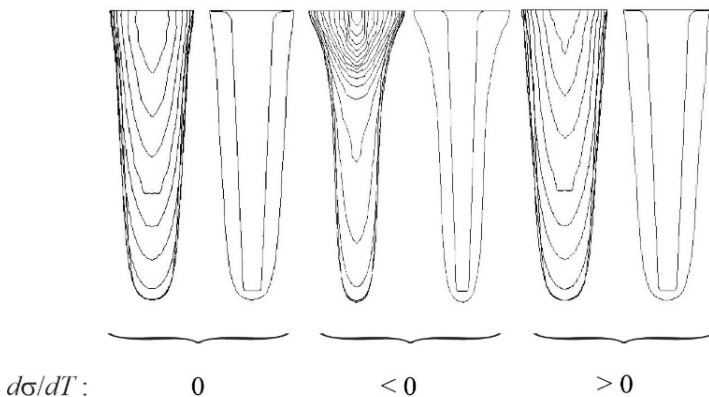


Bild 9.32 Numerisch berechnete Konturdarstellung (jeweils links: Erstarungsisothermen des Schmelzebads in Ebenen senkrecht zur Vorschubrichtung; beginnend in der Kapillarachse, $x = 0$, beträgt ihr Abstand $\Delta x = 0,125$ mm) und Nahtquerschnitte (jeweils rechts) von Schweißungen in Stahl mit unterschiedlichen Annahmen für die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung ($d\sigma/dT = 0, < 0, > 0$) [321]. Gemäß Bild 5.29 trifft für Eisenwerkstoffe überwiegend $d\sigma/dT < 0$ zu.

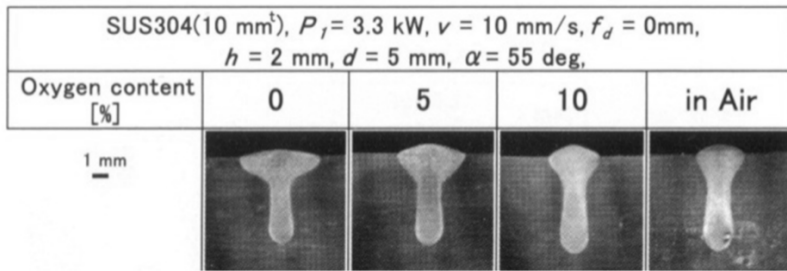


Bild 9.33 Experimentell demonstrierter Einfluss des Marangoni-Effekts auf den Nahtquerschnitt nach [353]; Nd:YAG-Laser, $P = 3,3$ kW, $v = 0,6$ m/min, Edelstahl.

Oxidschicht die nach außen gerichtete Strömung lediglich behindert, kann hieraus nicht beantwortet werden. Andererseits weisen ähnliche Untersuchungen beim Lichtbogenschweißen [354] auf eine entsprechende Umkehr hin.

Als gesichert darf jedoch angenommen werden, dass die Nagelkopfform von Schweißnähten primär auf den Einfluss von Oberflächenspannungen zurückzuführen ist. So zeigen vergleichende Einschweißungen mit CO₂-Laser und Elektronenstrahl übereinstimmend das Vorhandensein eines Nagelkopfs bei oxidfreier und das Fehlen bei oxidierter Oberfläche [352]. Auch in [355] wird der in Bild 9.33 gezeigte Einfluss von Sauerstoff präsentiert. Da Probenmessungen zufolge in diesen Experimenten eine Beeinflussung der Strahlpropagation durch die Umgebungsluft ausgeschlossen wird, lässt die sehr viel breitere und weniger tiefe Naht unter Argon-Atmosphäre auf eine in diesem Fall wirkende Marangoni-Strömung schließen.

Die gezielte Beeinflussung der Oberflächenspannung mittels oberflächenaktiver Elemente kann auch dazu genutzt werden, die Durchmischung eines über die Oberfläche eingebrachten Zusatzwerkstoffes zu verbessern. Solange $d\sigma/dT < 0$ ist, erschwert die an der Schmelzbadoberfläche nach außen gerichtete Marangoni-Strömung beispielsweise eine homogene Verteilung des zur Vermeidung von Heißrissen in Aluminiumwerkstoffen über einen Zusatzdraht eingebrachten Siliziums. Ergebnisse in [346] zeigen, dass das Entstehen einer Oxidhaut auf der Schmelzbadoberfläche zur Unterdrückung dieser nach außen gerichteten Strömung führt. Aufgrund der dadurch geringeren Wärmeverluste an der Kapillarwand bildet sich eine tiefere Naht – im hier angesprochenen Fall kommt es zur Durchschweißung und dadurch zu erheblich veränderten Dampf- und Schmelzeströmungen – und es findet eine bessere Durchmischung des Zusatzwerkstoffes statt.

Inwiefern die oberflächenaktiven Elemente eine lokale *Umkehr* der sonst wegen $d\sigma/dT < 0$ radial von der Kapillaröffnung weg gerichteten Marangoni-Strömung zu verursachen imstande sind, lässt sich anhand der zuletzt genannten Beispiele nicht zweifelsfrei von anderen Effekten trennen. Zusammenfassend kann jedoch festgestellt werden, dass auch beim Tiefschweißen Auswirkungen der Oberflächenspannung auf den Nahtquerschnitt zu erwarten sind, wenn

- die dadurch induzierten Geschwindigkeiten die Größenordnung jener aus der Kapillarumströmung herrührenden erreichen, also eher bei niedrigen und mittleren Schweißgeschwindigkeiten, und

- die oberflächenaktiven Elemente an einer „freien“, d. h. nicht von Oxid- oder Nitridschicht bedeckten Oberflächen wirken können.

9.4.4 Dampfströmung in der Kapillare

Die Impulsübertragung von einer Dampf- oder Plasmaströmung in der Kapillare auf ihre Wand kann grundsätzlich mittels zweier Mechanismen erfolgen, durch Reibung und Druck. Von besonderem Interesse ist dabei die Situation an der Kapillarrückwand, da dort – wegen geringer oder fehlender Energieeinkopplung – der dem Schließdruck p_σ entgegen wirkende Reaktionsdruck der Verdampfung fehlt. Die dort auf die Schmelze ausgeübte Krafteinwirkung ist indes nicht nur hinsichtlich der Stabilität der Kapillargeometrie von Interesse, sondern wird als eine mögliche Ursache für vom hinteren Kapillarrand sich ablösende Schmelzespritzer angesehen [337], [328], [339], [356].

Die folgenden Betrachtungen sollen einen qualitativen Eindruck von den Auswirkungen der Dampfreibung in einer zylindrischen Kapillare mit Durchmesser d_w auf die sie umgebende Schmelze vermitteln. Anschaulich und separiert von anderen Einflüssen lassen sie sich mittels Simulationsrechnungen darstellen. Für eine Durchschweißung mit den gleichen Parametern wie den Bild 9.30 (li) zugrunde liegenden verdeutlicht Bild 9.34 den Reibungseffekt. Man erkennt, dass die zur Oberfläche und dort – in der Überlagerung der Geschwindigkeitskomponenten – zum Schmelzebadrand transportierte heiße Masse das Schmelzebad in oberflächennahen Bereichen vergrößert. Weiterhin ist ein dadurch induzierter, im Uhrzeigersinn drehender Strömungswirbel im Schmelzebad hinter der Kapillare zu erkennen. Aus der Gegenüberstellung der beiden Strömungsfelder wird zudem deutlich, dass eine nach oben gerichtete Strömungskomponente zu einer Verkürzung des Schmelzebads auf der unteren und Verlängerung auf der oberen Oberfläche des Werkstücks führt.

Funktionale Abhängigkeiten der induzierten Schmelzegeschwindigkeit von Kapillardurchmesser und -tiefe sowie von der Dampfgeschwindigkeit werden in [119] und [357] abgeleitet und damit Abschätzungen ihrer Größe vorgenommen. In den dort verwendeten Ansätzen wird die von der Dampfströmungsgeschwindigkeit u_D an der Kapillarwand ausgeübte Scherspannung mit

$$\tau_D = \eta_D \left(\frac{\partial u_D}{\partial r} \right)_{r=d_w/2} \approx \eta_D \frac{2u'_D}{d_w} \quad (9.24)$$

approximiert, dem Produkt aus dem radialen Geschwindigkeitsgradienten an der Wand und der Zähigkeit η_D ; in der Näherung steht u'_D für einen charakteristischen Wert, beispielsweise die maximale oder mittlere Geschwindigkeit des Dampfes, und der Kapillardurchmesser wurde mit d_w angenommen. Durch diese Krafteinwirkung wird die die Kapillare umgebende Schmelze in einer Grenzschicht der Dicke δ beschleunigt. Ein Zusammenhang zwischen der darin bzw. an der Grenzfläche zur Dampfströmung sich einstellenden Geschwindigkeit und der Länge l der Krafteinwirkung in axialer Richtung lässt sich in Analogie zu dem in der Strömungsmechanik gebräuchlichen Modell einer „längs angeströmten Platte“ darstellen. Während dort das Anwachsen der Grenzschichtdicke δ bei vorgegebener Wandschubspannung und Anströmgeschwindigkeit abgeleitet wird, soll hier beantwortet werden, bis zu welcher Geschwindigkeit die Schmelze unter der Wirkung von τ_D an der Grenzfläche gasförmig/flüssig längs einer Strecke l beschleunigt wird. Für den Fall der längs angeströmten Platte – eine die geometrischen

Verhältnisse zwar nur sehr grob, die physikalischen Zusammenhänge jedoch ausreichend wiedergebende Näherung – gilt nach z. B. [153] für die Wandschubspannung τ in der Schmelze (mit gleichem Betrag wie τ_D) die genäherte Beziehung

$$\tau \approx \eta \frac{u}{\delta} = \sqrt{\frac{\eta \rho u^3}{l}}, \quad (9.25)$$

worin η , ρ die Zähigkeit und Dichte, u die Geschwindigkeit der Schmelze an der Phasengrenze und l die Wirklänge der Reibung bezeichnen. Da diese hier skizzierten Überlegungen ohnedies nur Größenordnungen liefern können, wird auf die Wiedergabe von Vorfaktoren verzichtet, die aus entsprechenden Definitionen der Grenzschichtdicke herrühren, siehe z. B. [345]. Gleichsetzung von (9.24) und (9.25) mit der Annahme, dass für l die Kapillartiefe s gelten kann, erbringt den Zusammenhang

$$u \approx \left(\frac{4\eta_D^2}{\rho \cdot \eta} \right)^{1/3} \left(\frac{s \cdot u_D^2}{d_w^2} \right)^{1/3}. \quad (9.26)$$

Hieraus wird deutlich, dass – bei gegebenen Stoffwerten und Dampfgeschwindigkeiten – Dampfreibungseffekte insbesondere bei engen und tiefen Kapillaren ausgeprägt sein werden.

Mit Kenntnis von u_D , experimentell oder theoretisch gewonnen (wozu anzumerken ist, dass das Strömungsfeld innerhalb der Kapillare bei vorgegebenen Prozessparametern über den Energie-, Impuls- und Massenerhalt mit ihrer sich einstellenden Geometrie verknüpft ist), erlaubt (9.26) die Berechnung von u . So werden in [357] mit $u_D = 150$ m/s als plausibel geltender Dampfgeschwindigkeit für $d_w = 1$ mm und $s/d_w \approx 1$ Werte für u abgeschätzt, die innerhalb der Schmelzegrenzschichten von $\delta = 190$ μm bis 350 μm 4 m/s bis 7,5 m/s betragen. In [119] erfolgende Berechnungen von u_D unter Berücksichtigung des Dampfstromes $Q(z)$ in einer vorgegebenen Kapillargeometrie und des sich daraus ergebenden Druckverlaufs dp/dz längs der Kapillare erbringen Werte von u_D von rund 90 bis 200 m/s. Daraus resultieren für $s = 5$ mm und $d_w = 0.3$ mm bzw. 0,6 mm Schmelzegeschwindigkeiten zwischen 2 und 6 m/s. Numerische Berechnungen des gesamten Strömungsfeldes innerhalb einer Kapillare werden in [358] und dessen Auswirkungen auf das Schmelzebad in [359] präsentiert: die zweidimensionalen Rechnungen in der

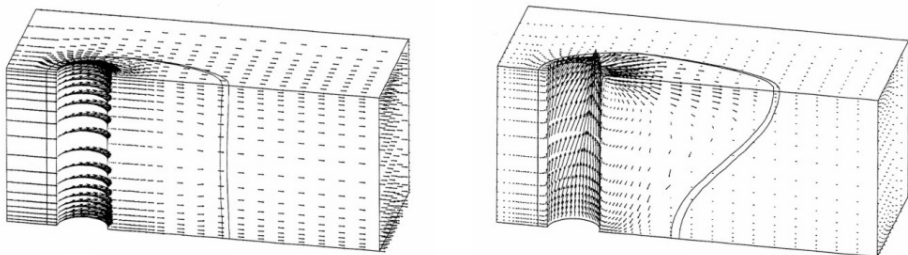


Bild 9.34 Veränderungen des Strömungsfeldes aufgrund der Metaldampfreibung an der Kapillarwand im Vergleich zu dem aus der Kapillarmströmung resultierendem (der Anschaulichkeit halber ist eine nur nach oben gerichtete Dampfströmung angenommen) [119].

von Laserstrahlachse und Vorschubrichtung gebildeten Ebene erbringen für $s = 5$ mm Dampfgeschwindigkeiten bis zu 100 m/s und Schmelzgeschwindigkeiten an der Kapillarrückwand zwischen 0,5 und 1 m/s. Zusammenfassend sei festgehalten, dass diese Werte der durch Dampfreibung induzierten Schmelzgeschwindigkeit von einigen m/s vergleichbar und z.T. auch größer als diejenigen sind, welche sich nach (9.10) aus der Umströmung der Kapillare bei den jeweiligen Parametern ergeben.

Die Strömungsverhältnisse in der Kapillare sind nicht nur hinsichtlich ihrer Wirkung auf die Schmelze, sondern auch auf die Stabilität der Kapillare von Interesse. So zeigen theoretische Untersuchungen in [331], [360], [358], dass der für den Strömungsvorgang erforderliche Druckaufbau und -verlauf in der Kapillare wesentlich zum Kräftegleichgewicht beiträgt; bereits bei Tiefen über 0,5 mm stellt er den überwiegenden Anteil am Gesamtdruck dar. Bei derartigen Verhältnissen, die modellhaft als Kanalströmungen behandelt werden können, ist ein großer Einfluss der Kapillargeometrie (Querschnittsverlauf) und der Zähigkeit des Dampfes/Plasmas auf die Druck- und Geschwindigkeitsverteilung längs der Kapillarachse zu erwarten. Ungeachtet dieser Details erbringen theoretische Berechnungen Werte für die Ausströmungsgeschwindigkeit, die in der Größenordnung von 100 bis 200 m/s liegen und damit in Einklang mit experimentellen Befunden [361] stehen. Für den maximalen Überdruck am Kapillargrund werden berechnete Werte von 0,1 bar bis zu einigen bar berichtet, und aus den experimentellen Untersuchungen in [362] ist auf die gleiche Größenordnung zu schließen.

Die mit der Dampfabströmung einhergehenden Verluste an Masse und Energie sind vernachlässigbar gering [119], [319]. Sie sind nach [363] umso kleiner, je schlanker die Kapillare ist; gedeutet wird dieser experimentelle Befund mit einer erhöhten Kondensation an der Kapillarrückwand.

Der Gültigkeitsbereich solcher Vorstellungen von einer Art Rohrströmung ist auf niedrige und mittlere Schweißgeschwindigkeiten begrenzt. Bei sehr hohen Geschwindigkeiten (einige 10 m/min) ist gemäß den Ausführungen in Abschnitt 9.3.2 und 9.3.3 das Bild einer (auch nur annähernd) axialsymmetrischen Kapillarform nicht mehr zutreffend.

9.5 Einfluss der Umgebungsatmosphäre

In Kapitel 3 wurden die grundsätzlichen Möglichkeiten aufgezeigt, durch welche der Zustand der Umgebungsatmosphäre Einfluss auf das Prozessergebnis nehmen kann, nämlich infolge einer Veränderung der Strahleigenschaften am Werkstück und einer Modifizierung der Energieeinkopplung. Beide Vorgänge können sowohl durch Plasma- als auch Streueffekte hervorgerufen werden. Während nachteiligen Plasmaeffekten beim Schweißen mit CO₂-Lasern mittels geeigneter Schutzgaszufuhr begegnet wird, hat sich bezüglich der Streuproblematik das Absaugen bzw. Wegblasen der Dampffackel und der Schweißrauchwolke als geeignete Maßnahme etabliert. In den Abschnitten 9.5.1 und 9.5.2 wird auf die Beeinflussung der Strahlpropagation eingegangen, die sich im allgemeinen in einer Vergrößerung des Brennfleckdurchmessers niederschlägt und Nahtverbreiterung und Abnahme der Schweißtiefe zur Folge hat, während 9.5.3 die Bedeutung des Zustands der Schmelzebadoberfläche für das Prozessergebnis hervorhebt.

In welchem Ausmaß sich die in den folgenden Abschnitten behandelten Effekte auswirken, hängt nicht zuletzt vom Umgebungsdruck ab. So zeigen mit dieser Thematik befasste Arbeiten [298], [364], [365], [366], [367], [368], [369], [370], [371], [372], [373], [374] einen deutlich ruhigeren Prozessablauf mit weniger Spritzer- und Porenbildung, größeren Einschweißstiefen und schlankeren Nähten, wenn der Druck auf ca. 100 bis 10 mbar abgesenkt wird; darunter treten keine nennenswerten Veränderungen mehr auf. Allerdings ist gleichzeitig eine verstärkte Neigung zu Humping (siehe Abschnitt 9.7.2) zu beobachten; die Fokusslage zeigt dabei einen erheblichen Einfluss [369]. Aus all diesen Untersuchungen lässt sich ein zumindest qualitativ zutreffendes Bild der mit sinkendem Umgebungsdruck einhergehenden veränderten physikalischen Zusammenhänge und Abläufe zeichnen, was in Abschnitt 9.5.4 erfolgt.

9.5.1 Metalldampf- und Schutzgasplasma

Im Gegensatz zu den Ausführungen in 6.1.1 kann man beim realen Schweißprozess nicht von einem homogenen Gemisch aus Metall- und Schutzgasionen sowie Elektronen und neutralen Atomen in der sichtbaren Plasmawolke ausgehen. Vielmehr zeigen Hochgeschwindigkeitsfilme, dass das aus der Kapillare ausströmende Metallplasma sich erst in einigem Abstand oberhalb der Werkstückoberfläche mit dem Schutzgasstrom vermischt [298], [310], [375]. Die in Bild 9.35 demonstrierte Existenz unterschiedlicher Plasmen, die sich zudem in verschiedenen Gebieten zeigen, ist durch Änderungen bei der Schutzgaszufuhr hervorgerufen worden. Ein ähnliches Phänomen ist in [376] beschrieben: das Entstehen, Aufsteigen und Verschwinden einer eiförmigen Plasmawolke in einer Argon-Schutzgasatmosphäre; mit Stickstoff und Helium wurde diese Erscheinung dort nicht beobachtet.

Es ist somit einleuchtend, dass die Wirksamkeit des Schutzgases in erheblichem Maße von der Art seiner Zufuhr und dem davon bestimmten Strömungsfeld abhängt. Auch Lage bzw. Art der Fugestelle – auf ebenem Blech, räumlichem Teil, in der Nähe einer Ecke bzw. an einer Überlapp- oder Kehlnaht etc. – sind mitbestimmend für die Strömungsverhältnisse des Schutzgases. Nicht zuletzt vermag ein schlecht eingestellter Querjet eine Ejektorwirkung auszuüben und das

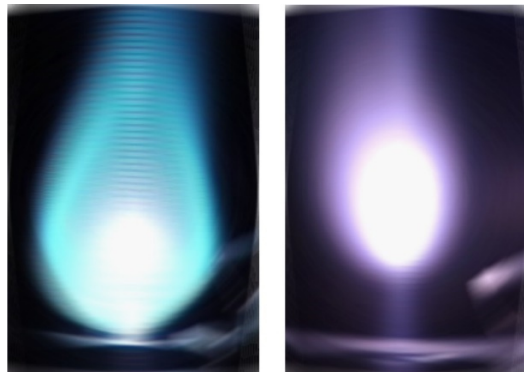


Bild 9.35 Plasmaerscheinungen beim Schweißen mit CO₂-Lasern; $P = 5 \text{ kW}$, $d_f = 0,45 \text{ mm}$, He, AlMg3: Metalldampf/Schutzgasplasma (li) und durch Drosselung des Heliumflusses induzierte Plasmawolke in Umgebungsatmosphäre (re), dabei tritt eine vollständige Abschirmung des Werkstücks auf [IFSW].

Schutzgas aus der WWZ abzusaugen (siehe Abschnitt 3.2.3). Solche, meist nicht bekannte Randbedingungen erschweren eine strikte und generelle Übertragbarkeit von aus Berechnungen oder im Labor gewonnenen Ergebnissen. Dennoch dürfen die folgend gezeigten Auswirkungen als repräsentativ gelten.

Zunächst sei jedoch mit Bild 9.36 auf den Umstand hingewiesen, dass Plasmaeffekte nur beim Schweißen mit CO₂-Lasern von Bedeutung sind, nicht jedoch bei Anwendung von Lasern mit Wellenlängen um 1 µm, wofür übereinstimmend von nichtionisiertem Dampf mit Temperaturen um 3000 bis 4000 K berichtet wird [377], [378], [379], [380], [381]. Auch die in Bild 9.36 für Stahl und Aluminium wiedergegebenen Temperaturwerte bei $\lambda = 10,6$ µm dürfen angesichts der sehr unterschiedlichen Randbedingungen, unter denen publizierte Daten gewonnen wurden, als typisch gelten, siehe [319] (bietet einen Überblick bis 1995), [382], [381]; die entsprechenden Elektronendichten liegen im Bereich einiger 10^{16} bis 10^{17} cm⁻³.

Eine Vorstellung von der Größe der durch Absorption bzw. Brechung verursachten Intensitätsabnahme an der Werkstückoberfläche vermittelt Bild 9.37 [165]. Daraus geht hervor, dass die Strahlaufweitung weitaus stärker ins Gewicht fällt als der Leistungsverlust im Plasma: Im Temperaturbereich zwischen $8 \cdot 10^3$ und $16 \cdot 10^3$ K (in dem das Gros der gemessenen Werte liegt [319]) bewegen sich die direkten Verluste in der Größenordnung von bis zu 20 %, während die Strahlaufweitung eine Reduktion der mittleren Intensität um einen Faktor von 2 bis 10 bewirken kann. Letztgenannter Effekt ist umso dominierender, je größer die *F*-Zahl und die räumliche Ausdehnung der Plasmawolke sind [165]. Hinzu kommt, dass die Plasmawolke kein statisches, sondern ein dynamisches Gebilde ist, das in seinen zeitlich fluktuierenden Auswirkungen die Prozessstabilität unmittelbar beeinflusst: Wie Bild 9.38 anschaulich vermittelt, führen die aus interferometrischen Dichtemessungen gewonnenen zeitabhängigen Brechzahlverteilungen über ihre Linsenwirkungen auch zu Änderungen der Strahlposition auf dem Werkstück [172], [383], [384]. Neben den hier gezeigten Effekten von Strahlablenkung und Strahlaufweitung, kann es nach [385] bei gewissen Temperatur- bzw. Dichteverteilungen im Plasma auch zu einer Fokussierung des Strahls kommen.

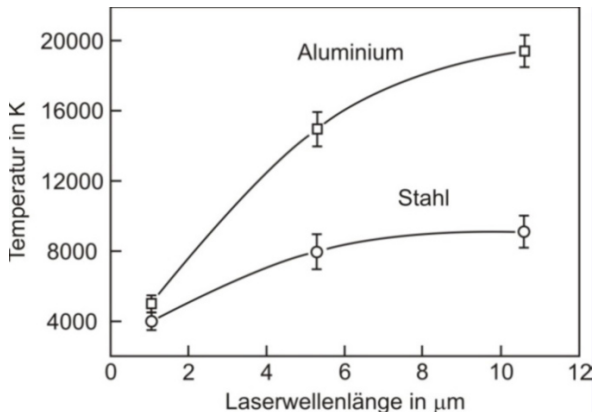


Bild 9.36 Spektroskopisch ermittelte Temperatur der Metaldampf/Plasmaströmung am Kapillaraustritt beim Schweißen mit Nd:YAG-, CO- und CO₂-Lasern. Während bei 1,06 µm lediglich ein überhitzter Dampf vorliegt, hat sich bei 10,6 µm ein heißes Plasma gebildet, nach [377].

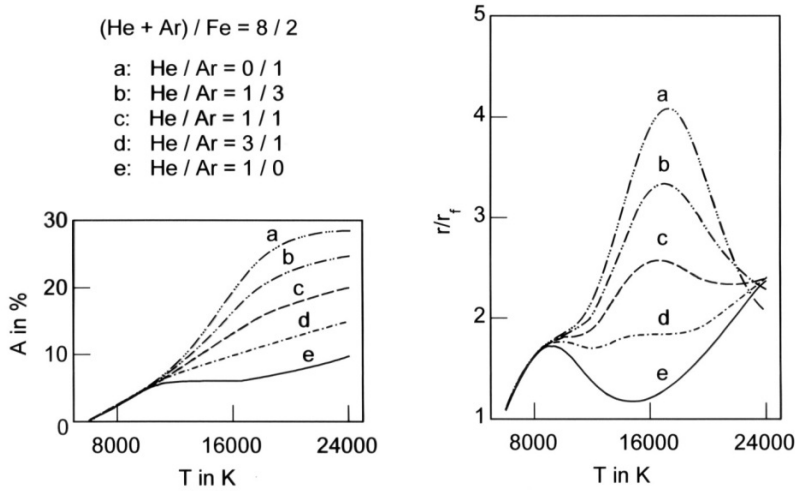


Bild 9.37 Berechnete Absorption und Defokussierung eines CO₂-Laserstrahls (TEM₀₀, $F = 7$) in einer ellipsoidförmigen Plasmawolke (3×1 mm) nach [119]; ihr Zentrum liegt 3 mm oberhalb der Werkstückoberfläche; T ist der Maximalwert der darin gaußförmig angenommenen Temperaturverteilung.

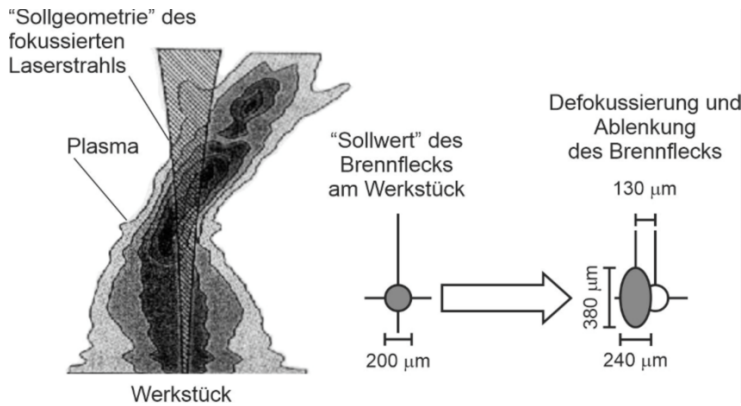


Bild 9.38 Gemessene Brechungsindexverteilung in einer laserinduzierten Plasmawolke [383] und daraus resultierende Defokussierung und Strahlablenkung bei einer angenommenen maximalen Elektrodendichte im Kern des heißen Plasmas von $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; St37, Ar/He = 1/1, 3,6 kW, 4 m/min [172].

Das im sichtbaren und UV-Wellenlängenbereich strahlende Plasma gibt einen Teil der absorbierten Energie auch an die Schmelzebadoberfläche ab und bewirkt eine Nahtverbreiterung ähnlich derjenigen zufolge des Marangoni-Effekts. Nach Modellrechnungen in [119] macht sich diese Energiezufuhr in einer geringfügigen Herabsetzung der Schwelle beim Schweißen von Aluminiumwerkstoffen bemerkbar.

9 Schweißen

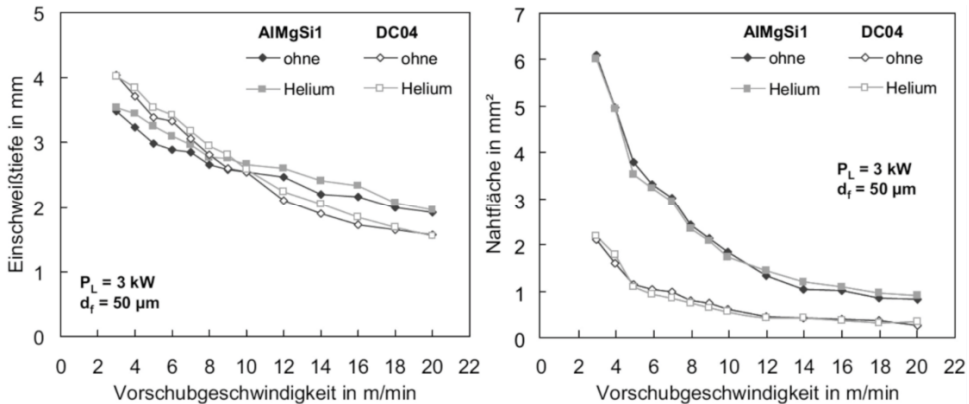


Bild 9.39 Die Unabhängigkeit der Schweißtiefe und der Nahtquerschnittsfläche vom Schutzgas bei Laserwellenlängen um $1 \text{ }\mu\text{m}$ und Intensitäten bis $7 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ ist ein Indiz für das Fehlen eines die Energieeinkopplung modifizierenden Plasmas oberhalb der Werkstückoberfläche [338].

Dass beim Schweißen mit Wellenlängen um $1 \text{ }\mu\text{m}$ selbst bei Intensitätswerten zwischen 10^7 und 10^8 W/cm^2 keine Hinweise auf die Existenz eines laserinduzierten Plasmas oberhalb des Werkstücks vorliegen, verdeutlicht Bild 9.39. Auch bei Schweißungen mit anderen Parametern (höhere Leistung aber größerer Strahldurchmesser) ist ein Einfluss der Umgebungatmosphäre auf die Schweißtiefe nicht zu erkennen [386].

9.5.2 Streuung in Metaldampffackel

Wiewohl die Beeinflussung des Laserstrahls durch Streueffekte in der Metaldampfwolke beim Schweißen mit Nd:YAG-Lasern schon seit Mitte der 80er Jahre grundsätzlich bekannt ist [378], [387], [186], gewann sie erst in jüngster Zeit an Bedeutung, als mit Scheiben- und Faserlasern große Brennweiten und Arbeitsabstände auch bei der Wellenlänge um $1 \text{ }\mu\text{m}$ realisierbar und deshalb die Auswirkungen besonders deutlich wurden.

Fakt ist, dass die infolge Verdampfung und Kondensation entstehenden Metalltröpfchen und Cluster zu Einschweißtiefenabnahme und Nahtverbreiterung führen, siehe z. B. [188], [250], [388], vergleichbar den Auswirkungen eines Plasmas beim Schweißen mit CO_2 -Lasern. Zudem zeigt die experimentelle Erfahrung in vielen Fällen positive Auswirkungen einer Schutzgasatmosphäre hinsichtlich Prozessstabilität und -qualität. Darüber, worin ihre physikalische Wirkung liegt, kann heute nur vermutet werden: Die in [186] gemessene Abhängigkeit der Partikelgröße vom Umgebungsdruck und der in [168] als Ergebnis von Modellrechnungen gezeigte Einfluss des Umgebungsgases deuten darauf hin, dass das Wachstum der Cluster durch Kühlung im Schutzgas beeinflusst wird. Über einen derartigen „Eingriff“ in die Größenverteilung der streuenden Partikel wie in die der räumlichen Erstreckung der Dampffackel, in der sie zu finden sind, erscheint eine Modifizierung der Extinktionsmechanismen (siehe Abschnitt 6.2) infolge von Schutzgaseigenschaften erklärbar.

Grundsätzlich ist festzuhalten, dass die Auswirkungen der Absorption und Streuung in dem sich oberhalb des Werkstücks bildenden Gasgemisch aus Metaldampf und Umgebungs- bzw. Schutzgas die gleichen sind, wie sie von Plasmen bei Schweißungen mit $10,6 \text{ }\mu\text{m}$ verursacht

werden. Messungen mit Probelasern wie interferometrische Untersuchungen weisen neben Leistungsverlusten auf die vor allem störenden Veränderungen von Laserstrahldurchmesser und -position am Werkstück hin [367], [389], [390], [391]. Eine ganzheitliche Darstellung dieser Thematik findet sich in [392].

9.5.3 Zustand der Schmelzbadoberfläche

Neben der Plasmakontrolle ist der Schutz der Schmelzbadoberfläche vor Oxidation eine weitere wichtige Aufgabe des Prozessgases. Auch dafür eignen sich Edelgase besonders gut, da sie keine chemischen Verbindungen mit der Metallschmelze eingehen. Bei gleichem Volumenstrom ist mit Argon eine günstigere Wirkung zu erwarten, weil es schwerer als Luft ist und sich damit eine bessere Badbedeckung erzielen lässt als mit Helium.

Der Zustand der Schmelzbadoberfläche ist nicht nur im Hinblick auf die Ausbildung des Strömungsfelds in der Schmelze – wie in Abschnitt 9.4 bereits ausführlich dargelegt –, sondern auch für bei der Erstarrung auftretende metallurgische Effekte und Auswirkungen auf die Qualität und das Festigkeitsverhalten der Naht bedeutsam. So wird beispielsweise in [352] berichtet, dass es infolge von Oxidation neben einer Reduzierung des C-, Mn- sowie Si-Anteils und eines damit einhergehenden Härteabfalls wegen der gleichzeitig reduzierten Oberflächenspannung auch zu Nahteinfall kommt und der Prozess einer starken Spritzerbildung unterliegt.

9.5.4 Reduzierter Umgebungsdruck

Um die geschilderten Einflüsse der Umgebungsatmosphäre auf die Propagation des Laserstrahls und die damit zusammenhängenden nachteiligen Auswirkungen auf das Prozessergebnis zu unterbinden, hat sich schon in frühen Arbeiten mit CO₂-Lasern die Druckabsenkung als zielführend erwiesen [298], [364], [365], [376]. Auch beim Einsatz moderner Scheiben- und Faserlaser hat sich dieser Ansatz bewährt und weiterführende Erkenntnisse zur Prozessdynamik des Schweißens erbracht [393], [394], [335].

Im Folgenden wird zunächst festgehalten, welche der für den Prozess relevanten Stoffwerte vom Druck abhängen. Die Konsequenzen daraus berücksichtigend und anhand prozesstechnischer wie diagnostischer Ergebnisse kann ein stimmiges Bild der Mechanismen gezeichnet werden, welche zu den beobachteten Prozessänderungen bei reduziertem Umgebungsdruck führen.

Die für die Ausbildung einer Kapillare maßgebliche Verdampfungstemperatur ist gemäß (5.72) eine Funktion des Druckes, wonach sich mit abnehmendem Druck ihr Wert reduziert. Der die Verdampfungstemperatur an der Kapillarwand bestimmende Druck ist jedoch nicht der Umgebungsdruck p_∞ , sondern – den Ausführungen in den Abschnitten 9.4.2 und 9.4.3.1 folgend – je nach Schweißgeschwindigkeit und Strahldurchmesser ein Wert $p_k = p_\infty + p_\sigma$ oder $p_{kF} = p_\infty + p_\sigma + \Delta p$. Berücksichtigt man typische Werte von p_σ und Δp (je nach Bedingungen und Material in der Größenordnung von 0,1 bis einige bar, siehe Abschnitt 9.4.3.1, Bild 5.29 zu $p_\sigma(T)$ und Bild 9.26 bezüglich $\Delta p(v)$) so folgt, dass eine Absenkung des Umgebungsdrucks p_∞ von 1 bar auf 100 mbar oder darunter die Verdampfungstemperatur um bis zu einigen 100 K zu reduzieren vermag. Die Bildung der Kapillare erfordert in diesem Fall somit weniger Energie, oder – energetisch anders ausgedrückt – bei sonst gleichbleibenden Prozessparametern lässt sich eine höhere Einschweißtiefe erzielen. Beispielfhaft verdeutlicht sei diese Aussage mit

Ergebnissen in [372], wonach die Durchschweißung eines 10 mm dicken Werkstücks bei $v = 0,5$ m/min mit 4750 W bei 1 bar und mit lediglich 2750 W bei 1 mbar erreicht wurde. Festgehalten sei ferner, dass die Dichte des aus der Kapillare bzw. von deren Front in die Umgebung ausgeströmten Metaldampfes (oder Plasmas) vom Expansionsverhältnis $(p_\infty + p_\sigma)/p_\infty$ bzw. $(p_\infty + p_\sigma + \Delta p)/p_\infty$ abhängt und umso geringer ist, je größer dieses ist.

Die Oberflächenspannung σ ist ebenfalls eine temperaturabhängige Stoffgröße. Für reines Eisen beispielsweise kann sein Wert gemäß Bild 5.29 bei der oben erwähnten, durch Druckabsenkung verringerten Verdampfungstemperatur von etwa 1,4 N/m auf 1,7 N/m zunehmen (wenn man die Temperatur in der Schmelze in unmittelbarer Umgebung der Kapillare der Verdampfungstemperatur gleichsetzt). Falls angenommen werden kann, dass sich die in Bild 5.29 gezeigten Kurven bei reduziertem Umgebungsdruck nicht ändern, dann würde dabei je nach Konzentration oberflächenaktiver Elemente der Wert von $d\sigma/dT|_{T_V}$ abnehmen, wodurch bei gleichem Temperaturgradient die am Rand der Kapillaröffnung nach außen wirkende Scherspannung etwas reduziert würde.

Eine signifikante Änderung des Prozessgeschehens bei abnehmendem Umgebungsdruck wird allein schon durch visuelle Beobachtung deutlich, siehe z.B. [367], [368], [369], [307], [335]: Während beim Schweißen unter Normalatmosphäre eine ausgedehnte, in Größe und Form stark fluktuierende Metaldampfwolke oberhalb des Werkstücks präsent ist, nimmt diese Leuchterscheinung mit sinkendem Druck ab, bis bei Werten im Bereich von $0,01 \lesssim p_\infty \lesssim 0,1$ bar nur mehr ein eng begrenzter, keine raum-zeitlichen Schwankungen mehr zeigender Dampfstrahl zu sehen ist. Gedeutet wird diese Abnahme der Fluktuationen als Folge einer weniger intensiven Streuung des Laserstrahls an den bei reduziertem Druck mit niedrigerer Dichte vorliegenden Teilchen aus kondensiertem Metaldampf, siehe 0 und 9.5.2, wodurch der Strahl mit einer höheren Konstanz von Durchmesser und Position auf das Werkstück trifft. Die solchermaßen weniger abgeschwächte Bestrahlungsstärke führt – neben dem schon diskutierten Effekt der niedrigeren Verdampfungstemperatur – zu größeren Einschweißstiefen. Allerdings tritt dieser Zuwachs nur bei niedrigen Schweißgeschwindigkeiten und vergleichsweise großen Kapillardurchmessern auf, wo die Beiträge von p_σ und Δp zu dem für T_V maßgeblichen Druck $p_{KF} = p_\infty + p_\sigma + \Delta p$ nicht zu groß sind; andernfalls kann eine Reduktion von p_∞ nicht in gleichem Ausmaß eine Herabsetzung der Verdampfungstemperatur bewirken. Diese Argumentation wird von Ergebnissen aus Simulationsrechnungen zu den Auswirkungen von Umgebungsdruck und Geschwindigkeit auf die Temperatur an der Kapillarfront in [395] bestätigt. Dort wird gezeigt, dass bei Einschweißungen in Edelstahl mit 2 kW Leistung bei $p_\infty = 1$ bar die Temperatur von rund 2900 K auf 3000 K steigt, wenn die Schweißgeschwindigkeit von 3 m/min verdoppelt wird, während sie bei $p_\infty = 0$ bar von etwa 2300 K auf 2600 K anwächst; entsprechend geringer fällt der Zuwachs an Schweißtiefe bei der höheren Geschwindigkeit aus.

Die insgesamt veränderten Bedingungen bei reduziertem Umgebungsdruck wirken sich auch auf die Schmelzeströmungen aus. Zum einen erwies sich bei 0,01 bar die Querabmessung der Kapillaröffnung größer und die Schmelzebadbreite kleiner als die bei 1 bar gemessenen Werte [335], wofür wiederum der verkleinerte Abstand der Verdampfungstemperatur von der Schmelztemperatur mitverantwortlich sein dürfte. Bei nahezu gleichbleibenden Nahtquerschnitten kann aus diesen veränderten Querabmessungen den Ausführungen in Abschnitt 9.4.2 zufolge auf höhere Schmelzgeschwindigkeiten u bei der Kapillarumströmung und damit einhergehend eine experimentell z.B. in [369] bestätigte höhere Neigung zu Humping geschlossen

werden, worauf in 9.7.1.1 und 9.7.2 noch eingegangen wird. Die zweite veränderte Bedingung betrifft das Phänomen der gleitenden Stufen. Aus den Ergebnissen zweier völlig unterschiedlicher Untersuchungen ist zu schließen, dass bei ansonsten gleichbleibenden Verhältnissen, deren Existenz bei niedrigem Umgebungsdruck nicht oder zumindest nur sehr schwach ausgeprägt gegeben ist. So führen in [194] geschilderte Experimente zum sogenannten „Dampfdruck-Schmelzscheiden“ unter Normalatmosphäre zu einer vollständigen Trennung, während mit ansonsten gleichen Parametern bei $p_{\infty} = 0,01$ bar eine exzellente Schweißnaht sich ausbildet. Daraus ist zu schließen, dass die im ersten Fall den Schmelzeustrieb bewirkende, durch die gleitenden Stufen angetriebene Strömung beim niedrigen Umgebungsdruck nicht vorhanden oder viel zu gering ist, weshalb dann eine Schweißnaht entstehen kann. In [369], [372] und [374] wird berichtet, dass das Schweißen unter einem reduzierten Umgebungsdruck zu einer deutlich verminderten Bildung von Spritzern führt. Auch dies kann als Indiz für eine verminderte Ausbildung gleitender Stufen gedeutet werden, weil damit sowohl die Einwirkung der von den Stufen ausgehenden Dampfströme auf die Kapillarrückwand als auch die Unterströmung der Kapillare abgeschwächt werden, was zu weniger Dynamik im Schmelzebad hinter der Kapillare führt. Welche Veränderungen bei einem reduzierten Umgebungsdruck zu einer verminderten Ausbildung oder zumindest zu einem verminderten Einfluss gleitender Stufen führen, ist derzeit noch nicht ausreichend geklärt. Die bei der reduzierten Verdampfungstemperatur etwas erhöhte Oberflächenspannung und der wegen der verringerten Differenz zwischen Verdampfungs- und Schmelztemperatur dünnere Schmelzefilm zwischen dem festen Material und der Kapillarfront mögen beide dazu beitragen.

9.6 Prozessergebnisse

Die geometrischen Abmessungen, Formmerkmale und metallurgischen Eigenschaften der Naht ergeben sich aus dem Zusammenwirken der im Vorangegangenen diskutierten Mechanismen. Für die *Bauteilfunktion*, d. h. das Erbringen der geforderten Festigkeit der Fügeverbindung, ist die Nahtquerschnittsfläche eine zentral interessierende Größe. Dabei kann je nach Beanspruchungsfall entweder die Nahttiefe (z. B. bei als Rundnähte ausgeführten I-Nähte im Aggregatbau) oder die Nahtbreite (z. B. bei Überlappverbindungen im Blech- bzw. Karosseriebau) im Vordergrund stehen. Zur Beurteilung der *Wirtschaftlichkeit* des Laserstrahlschweißens dient der Prozesswirkungsgrad bzw. das energiespezifische Volumen; beide Größen hängen direkt vom Nahtquerschnitt ab. Für den Anwender wäre es deshalb hilfreich, allgemein gültige Korrelationsbeziehungen zwischen den geometrischen Daten der Naht und den sie bestimmenden Parametern zu kennen, um bereits in der Konstruktionsphase des Werkstücks die Sinnhaftigkeit einer lasergeschweißten Verbindung zu bewerten. Die Darstellung von Prozessergebnissen in diesem Kapitel soll diesem Zweck dienen.

Folgende Größen zeigen einen direkten Einfluss auf das Prozessergebnis:

- Laserstrahlparameter wie Leistung, Wellenlänge, Polarisation und Strahlparameterprodukt,
- Fokussierbedingungen wie F -Zahl, Strahldurchmesser auf der Werkstückoberfläche, Fokusslage und Auftreffwinkel des Laserstrahls,
- Prozessgase und

- Werkstoffeigenschaften sowie
- Fügegeometrie.

Die Schweißgeschwindigkeit kann sowohl als Prozessparameter (wählbar in Abhängigkeit der vorgegebenen Anlage und der dabei realisierbaren Bahnengenauigkeiten oder sich aus Taktzeiten eines bestimmten Fertigungsablaufs ergebend) wie als Prozessergebnis betrachtet werden. Zusammen mit der Leistung stellt sie als *Streckenenergie* P/v eine *Korrelationsgröße* (jedoch keine *Skalierungsgröße*) für den Nahtquerschnitt sowie ein Kriterium für die thermische Belastung des geschweißten Bauteils dar.

Aus der Form des fokussierten Strahls (charakterisiert durch d_f und z_R) und der Lage des Fokus Δf (auf, ober- bzw. unterhalb der Werkstückoberfläche) resultiert nach (5.3) bei vorgegebener Leistung die für das Entstehen der Kapillargeometrie bestimmende räumliche Intensitätsverteilung. Da Leistung und Fokusbereich, die vom Anwender am einfachsten zu variierenden unabhängigen Größen sind, werden sie – nebst der Geschwindigkeit – am häufigsten für Ergebnisdarstellungen von Nahtabmessungen benutzt.

9.6.1 Prozesswirkungsgrad und energiespezifisches Volumen

In Abschnitt 4.1 waren Prozessleistung bzw. Prozesswirkungsgrad unter dem Aspekt einer nur thermisch erfolgenden Energieumsetzung abgeleitet worden. Wie jedoch in Abschnitt 9.4 gezeigt wurde, ist für die Erzeugung des Impulses der die Kapillare umströmenden Schmelze ebenfalls Energie aufzuwenden, die vermittels erhöhter Abdampftrate an der Front und dort erzeugtem Druck Δp sich als kinetische Energiedichte $\rho \bar{u}^2/2$ wieder findet; mit \bar{u} ist eine mittlere Schmelzgeschwindigkeit bezeichnet. Die modifizierte Leistungsbilanz (4.18) für den Schweißprozess lautet mit (4.4) und $P_{ch} = 0$ dann

$$P_A = Fv\rho \left(c_p \Delta T_p + h_s + \xi h_v + \frac{\bar{u}^2}{2} \right) + P_V . \quad (9.27)$$

Um die relative Bedeutung der kinetischen Energie nun abschätzen zu können, ist die Kenntnis von \bar{u} erforderlich. Angesichts der komplexen Strömungsfelder führen nur plausible Annahmen weiter, wie z. B. die, dass ein typischer Wert zwischen Schweißgeschwindigkeit v und maximaler Schmelzgeschwindigkeit u_{max} liegen wird. Mit der Annahme $\bar{u} = (v + u_{max})/2 \approx 4 \text{ m/s}$, was nach Bild 9.27 ungefähr für die Parameter $d_w = 0,05 \text{ mm}$ und $v = 50 \text{ m/min}$ zuträfe (wo man in der Realität allerdings schon im Bereich der Humpinggrenze läge), zeigt sich, dass selbst für diesen Fall eines sehr hohen Impulses der Anteil der kinetischen Energie im Prozentbereich der thermischen (durch $c_p \Delta T_p + h_s + \xi h_v$ bestimmt) liegt und deshalb im Allgemeinen unberücksichtigt bleiben kann.

Wie in Kapitel 7 mit (7.6) dargelegt, ist für einen vorgegebenen Werkstoff das energiespezifische Volumen proportional zum Prozesswirkungsgrad. Experimentelle Daten zu diesen Beziehungen bzw. den ihnen zugrundeliegenden Abhängigkeiten sind in den folgenden Bildern für verschiedene Werkstoffe und Laserwellenlängen von 10,6 sowie 1,06 bzw. 1,034 μm wiedergegeben. Dabei zeigt sich eine weitgehend identische lineare Abhängigkeit der Schmelzrate [mm^3/s] von der Leistung, Bild 9.40. Da die *Schmelzrate* dem Produkt aus Nahtquerschnittsfläche und Schweißgeschwindigkeit entspricht, dokumentiert Bild 9.40 auch die aus (7.8) folgende lineare Abhängigkeit $F = V_E P/v \propto \eta_A P/v - (P_{wV} + P_V)/v$.

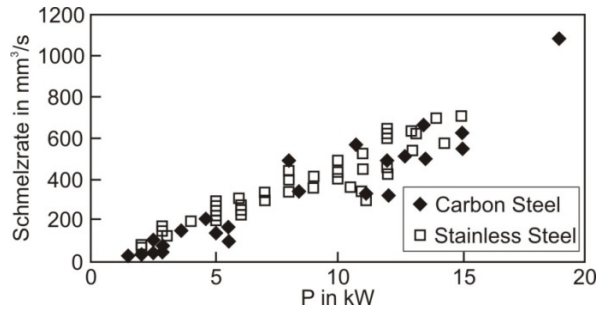


Bild 9.40 „Schmelzrate“ (je Zeiteinheit erschmolzenes Nahtvolumen \dot{V}) in Abhängigkeit der Laserleistung nach [396]; in dieser Darstellung sind Ergebnisse von Ein- bzw. Stumpfstoßschweißung mit CO₂-Lasern aus 36 Publikationen innerhalb einer Zeitspanne von 21 Jahren enthalten. Aus den verständlicherweise stark streuenden Daten ergibt sich weit oberhalb der Schwelle (wo $P_A \gg P_V$) für das energiespezifische Volumen ein mittlerer Wert von $V_E = \dot{V}/P \approx 47 \text{ mm}^3/\text{kJ}$.

Diese Abhängigkeit des Nahtquerschnitts [mm²] von der Streckenenergie ist in Bild 9.41 und Bild 9.42 für eine Laserwellenlänge von 1,03 μm gezeigt [397], [338], [398], wobei bei Stahl (hauptsächlich wegen der geringeren Wärmeleitfähigkeit) die Schwelle bei deutlich niedrigeren Werten liegt als bei den Aluminiumwerkstoffen. Aus den beiden Bildern geht das durch (7.8) beschriebene Schwellverhalten des energiespezifischen Volumens V_E bzw. $\eta_P/\mathcal{E}_{N,V}$ hervor. Während für den CrNi-Stahl die Wärmeverluste so gering sind, dass die lineare Abhängigkeit $F = V_E P/v \propto \eta_A P/v - (P_{WV} + P_V)/v$ im gezeigten Parameterbereich deutlich oberhalb der Schwelle in guter Näherung durch $F = V_E P/v \propto \eta_A P/v$ genähert werden kann (Bild 9.41) und sich daher bei Variation der Leistung sowie der Geschwindigkeit nach (7.8) ein annähernd konstantes energiespezifisches Volumen von $V_E \approx 50 \text{ mm}^3/\text{kJ}$ ergibt, ist dies für die Aluminiumlegierung nicht in gleichem Maße gegeben. Bei dem in Bild 9.42 betrachteten Parameterbereich ist die Schwelle deutlich zu erkennen und kann nicht vernachlässigt werden, wobei der Schwellwert mit sinkender Geschwindigkeit größer wird. Das ist die Folge der stärker als bei

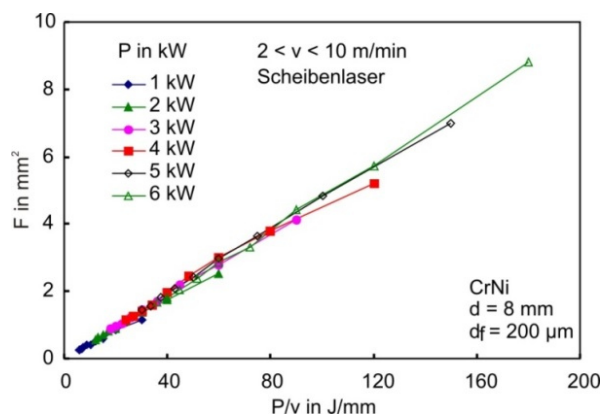


Bild 9.41 Für CrNi-Stähle zeigt sich eine lineare Abhängigkeit der Nahtquerschnittsfläche F von der Streckenenergie nach [397] und [338].

Stahl ins Gewicht fallenden Wärmeleitungsverluste und bedeutet, dass $F(P, v)$ nicht durch $F \propto \eta_A P/v$ genähert werden kann. Hier ist bei gleicher Streckenenergie der Nahtquerschnitt umso größer, je höhere Werte beide Parameter P und v haben (Bild 9.42); aus dem Diagramm ergibt sich ein maximaler Wert des energiespezifischen Volumens von rund $120 \text{ mm}^3/\text{kJ}$.

Bei dem hier erwähnten Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit v auf den Prozesswirkungsgrad und das energiespezifische Volumen kann davon ausgegangen werden, dass sich dieser beim Tiefschweißen stärker über eine Änderung der Wärmeverlustrleistung P_V auswirkt als über eine Veränderung von P_{WV} . Wenn, wie in Abschnitt 4.1 erläutert, für die P_{WV} bestimmende mittlere Prozesstemperatur der Wert $\bar{T}_p \approx (T_S + T_V)/2$ angenommen wird, ist dieser nur über die Druckabhängigkeit der Verdampfungstemperatur $T_V = T_V(p_{kF} = p_k + \Delta p)$ mit der in Abschnitt 9.4 behandelten Beziehung $\Delta p = \Delta p(v)$ von der Vorschubgeschwindigkeit abhängig.

Dieses Verhalten, das eine strenge Gültigkeit der Streckenenergie als Skalierungsparameter verneint, entspricht den Ergebnissen der Wärmeleitungsrechnungen in Bild 5.15 unten. Dennoch kann die Größe P/v in erster Näherung als hilfreicher Parameter für die Korrelation von Daten wie auch für die Abschätzung des Prozesswirkungsgrads bzw. des energiespezifischen Volumens dienen.

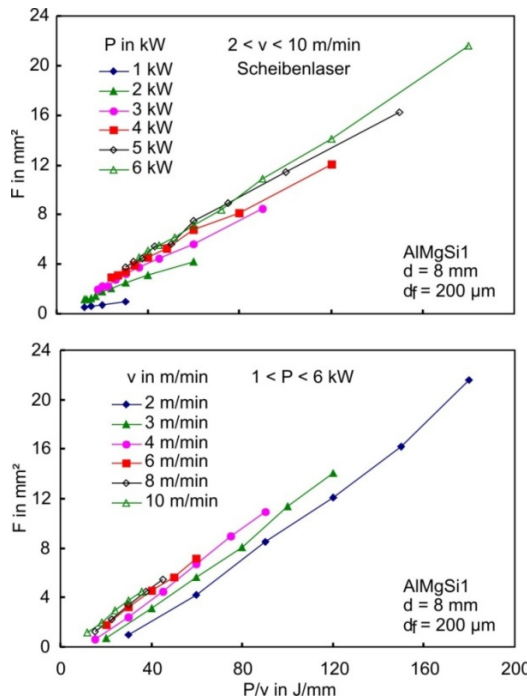


Bild 9.42 Für Aluminiumwerkstoffe ergeben sich ebenfalls lineare Abhängigkeiten für $F(P/v)$, die Steigungen hängen aber davon ab, ob die Schweißgeschwindigkeit oder die Laserleistung variiert wird, nach [397] ($\lambda = 1 \mu\text{m}$); erst bei gleichzeitig hohen Werten von Geschwindigkeit und Leistung nehmen sie einen maximalen Wert an. Aus den unterschiedlichen Schwellwerten P/v im unteren Bildteil geht hervor, dass die Wärmeverlustrleistung P_V mit abnehmender Geschwindigkeit größer wird.

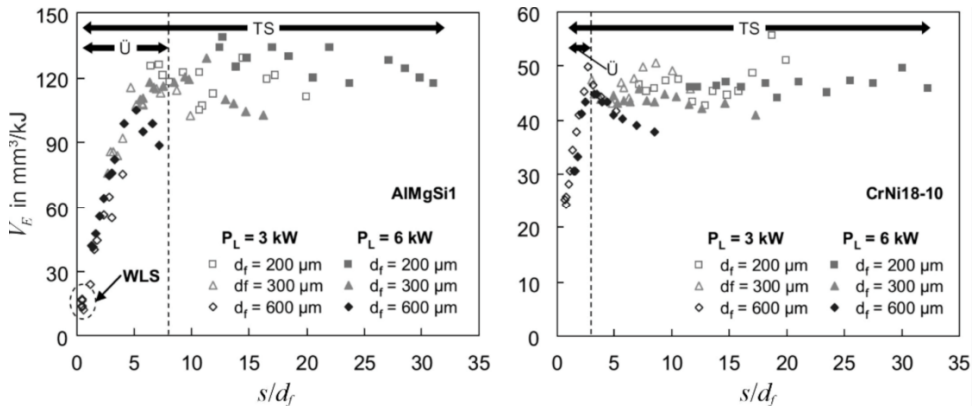


Bild 9.43 Energiespezifisches Volumen V_E von mit Stab- und Scheibenlasern erhaltenen Schweißnähten als Funktion des Aspektverhältnisses s/d_f mit Leistungen von 3 und 6 kW, $v = 2$ bis 20 m/min nach [338]. Die Darstellung lässt den werkstoffabhängigen Bereich des Aspektverhältnisses, oberhalb dem V_E weitgehend konstant ist, deutlich erkennen. (WLS: Wärmeleitungsschweißen, Ü: Übergangsbereich, TS: Tiefschweißen).

In der Diskussion um die Entwicklung von Lasern mit niedrigem Strahlparameterprodukt wurde neben dem Argument, dass sich wegen der guten Fokussierbarkeit damit Schweißnähte mit sehr großem Schlankheitsgrad (Aspektverhältnis) realisieren lassen, auch der Vorteil eines höheren Prozesswirkungsgrads aufgeführt, weil damit höhere Einkoppelgrade (siehe Abschnitt 4.3.3) einhergehen. Bild 9.43 zeigt in der Tat, dass das energiespezifische Volumen mit zunehmendem Aspektverhältnis zunimmt und dann in eine Sättigung übergeht [386], [338], wenn der Einkoppelgrad bei hohen Aspektverhältnissen sich dem maximalen Wert von 100% annähert, qualitativ den in Bild 4.28 und Bild 4.29 gezeigten Verläufen des Einkoppelgrads folgend. Der dabei maximal erreichbare Wert des energiespezifischen Volumens wird von den Werkstoffeigenschaften bestimmt. Die aus Bild 9.43 zu entnehmenden maximalen Werte von V_E entsprechen jenen, die schon aus Bild 9.41 und Bild 9.42 folgten.

9.6.2 Einfluss von Vorschubgeschwindigkeit und Strahleigenschaften auf die Nahtgeometrie

Im Hinblick auf eine beanspruchungsgerechte Nahtgestaltung sind neben der im Vorangegangenen diskutierten Abhängigkeit der Nahtquerschnittsfläche F von der Streckenenergie P/v die Auswirkungen solcher Parameter von Interesse, über welche Nahttiefe und -breite gezielt zu verändern sind. Wünschenswert wäre es, allgemein gültige Abhängigkeiten der relevanten *Bindefläche* – Nahttiefe \times Nahtlänge bzw. Nahtbreite \times Nahtlänge – je Energieeinheit („joining efficiency“ in mm^2/J [399]) in der Form

$$\frac{sv}{P} = f(\text{Parameter}) \quad (9.28)$$

bzw.

$$\frac{bv}{P} = f(\text{Parameter}) \tag{9.29}$$

nutzen zu können.

9.6.2.1 Vorschubgeschwindigkeit und Fokussierung

Erfahrungsgemäß gilt der Strahldurchmesser d_w am Werkstück als zentrale Größe, die sowohl die Nahttiefe als auch -breite bestimmt. Bei ansonsten konstanten Parametern folgt aus der Leistungsbilanz in Gleichung (7.5) die näherungsweise gültige Proportionalität

$$s \propto \frac{1}{v \cdot b} = \frac{1}{v \cdot b(d_w, v)}, \tag{9.30}$$

wobei zu beachten ist, dass auch die Schmelzebadbreite b von der Schweißgeschwindigkeit v abhängt, siehe z.B. (9.9). Eine Verkleinerung des Strahldurchmessers d_w hat eine Verkleinerung der Nahtbreite b zur Folge, wobei laut (9.9) der funktionale Zusammenhang $b(d_w, v) = 2B_k(d_w, v)$ keiner einfachen Proportionalität folgt (und darin auch die Einflüsse der Strömung in der Schmelze nicht berücksichtigt sind). Trotzdem kann (9.30) für schlanke Nähte mit mehr oder weniger rechteck- bzw. trapezförmigem Querschnitt als grobe Faustregel bei der Korrelation und Bewertung experimenteller Daten herangezogen werden. So zeigt Bild 9.44 aus einer Studie mit CO₂-Lasern [400], dass die Einschweißtiefe s bei ansonsten unveränderten Parametern mit zunehmender Geschwindigkeit v qualitativ ungefähr mit (9.30) übereinstimmend abnimmt (siehe auch Bild 9.39 mit Ergebnissen bei $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$) und dass eine Verkleinerung des

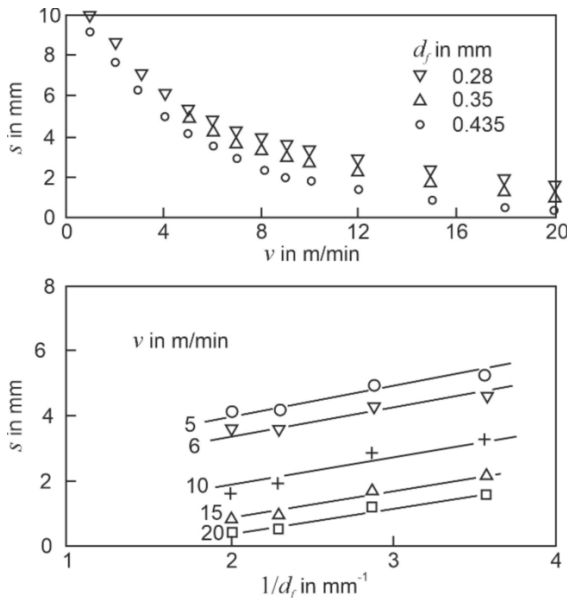


Bild 9.44 Mit CO₂-Laser bei 6 kW Leistung und unterschiedlicher Strahlqualität ($1,7 < M^2 < 3,7$) erhaltene Einschweißiefen in 12 mm dicken Stahlbleche aus S235JR (1.0037) in Abhängigkeit des Fokussdurchmessers ($\Delta z_f = 0$ und somit $d_w = d_f$) und der Geschwindigkeit nach [400].

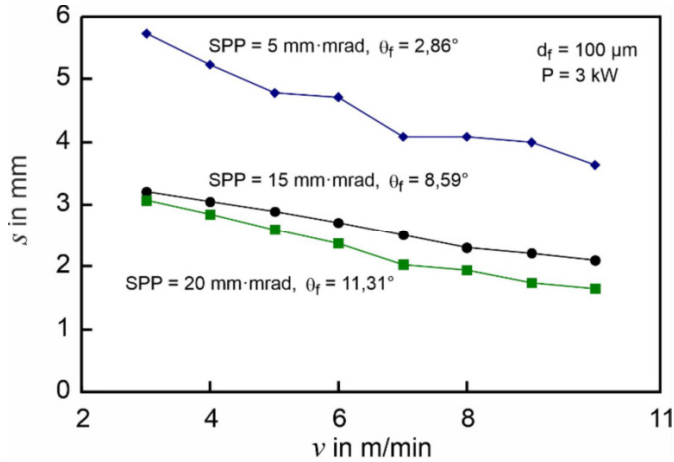


Bild 9.45 Bei gleichem Fokussdurchmesser erbringt ein niedrigeres Strahlparameterprodukt (das eine größere F -Zahl erlaubt und einen Strahl mit geringerer Divergenz erzeugt) eine größere Schweißtiefe nach [338]; Stahl DC04.

Strahldurchmessers eine gewisse Steigerung der Schweißtiefe s bewirkt. Ähnliches gilt für den Einsatz von Festkörperlasern [401].

Andere Untersuchungen lassen erkennen, dass bei sehr starker Fokussierung, d. h. bei sehr kleinen Fokussdurchmessern, neben d_w auch die Divergenz des Strahles entscheidend ist. Dazu sind in Bild 9.45 Schweißtiefen verglichen, die mit Lasern mit unterschiedlichen Werten des Strahlparameterprodukts ($SPP = 20, 15$ und 5 mm \times mrad) gewonnen wurden [338]. Hieraus wird deutlich, dass bei gleichem Fokussdurchmesser die Schweißtiefe mit kleinerem SPP, also

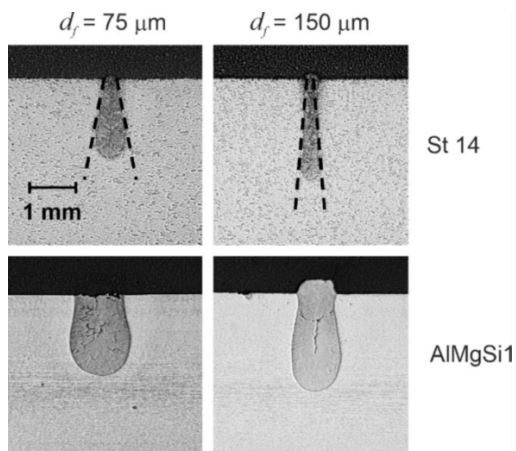


Bild 9.46 Bei sehr starker Fokussierung einhergehend mit vergleichsweise großem Divergenzwinkel ist dieser eine die Nahtform prägende Größe; St14 (neu DC04) oben, AlMgSi1 unten; Scheibenlaser mit $P = 3$ kW, $SPP = 6$ mm·mrad, $v = 12$ m/min, kein Schutzgas, nach [289].

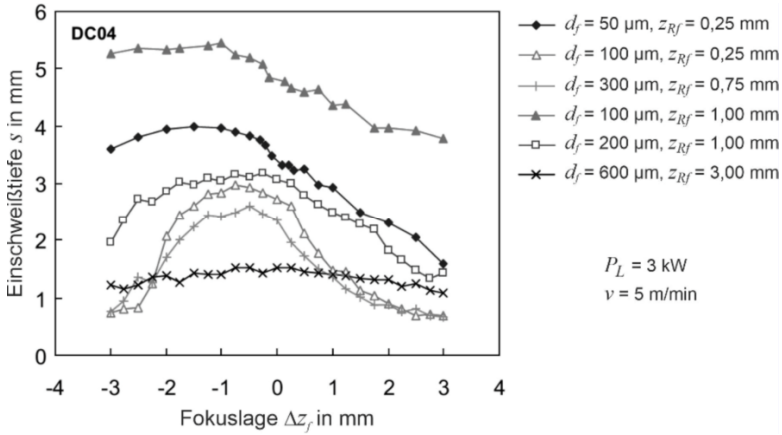


Bild 9.47 Die Änderung der Schweißtiefe mit variierender Fokusslage fällt umso geringer aus, je größer die Rayleighlänge z_{Rf} des fokussierten Strahls ist; nach [338].

geringerer Divergenz, wächst. Ferner zeigt Bild 9.46, dass bei großer Divergenz des fokussierten Strahls auch die Form des Querschnitts von θ_f geprägt ist [289].

Zu den Aspekten der Fokussierung sind im weiteren Sinne auch die Auswirkungen einer Fokusslagenänderung Δz_f zu rechnen. Hierzu ist generell festzuhalten, dass ein Strahl kleinerer Divergenz entsprechend geringere Änderungen der Schweißtiefe nach sich zieht, wenn Δz_f variiert. Das Prozessergebnis ist also weniger empfindlich gegenüber Veränderungen des Abstands Bearbeitungsoptik/Werkstück, Bild 9.47 veranschaulicht diesen Effekt.

Mit einer Änderung der Fokusslage lässt sich nicht nur, wie in Bild 9.47 gezeigt, die Einschweißtiefe, sondern auch die Prozessqualität beeinflussen. Da sich damit die gesamte Kapillargeometrie ändert, erlaubt die gezielte Wahl von Δz_f direkt in das Prozessgeschehen einzugreifen. So hat sich die Fokusslage als effizienter Prozessparameter erwiesen, um eine Reduktion von Poren-, Spritzer- und Heißrissbildung herbeizuführen, was beispielsweise in [402], [403] und [404] festgestellt wird.

9.6.2.2 Polarisation

Fertigungstechnisch genutzt wurden Polarisationseffekte beim Schweißen nur mit CO₂-Lasern und da insbesondere, wenn nicht zu große Schweißtiefen bei hohen Geschwindigkeiten von Interesse waren (weil dann Plasmaeinflüsse sich nicht so stark auswirken und die Fresnelabsorption eine größere Rolle spielt) und längs geradliniger Bahnen geschweißt werden konnte (weil die Polarisation dann nicht „mitgedreht“ werden muss). Bei Wellenlängen um 1 μm überwiegen hingegen die systemtechnischen Vorteile einer Leistungsübertragung durch Glasfasern, welche beim aktuellen Stand der Technik stets einen weitgehend unpolarisierten Strahl am Werkstück zur Folge hat, die prozesstechnischen einer gezielt zur Anwendung gelangenden Polarisationsform.

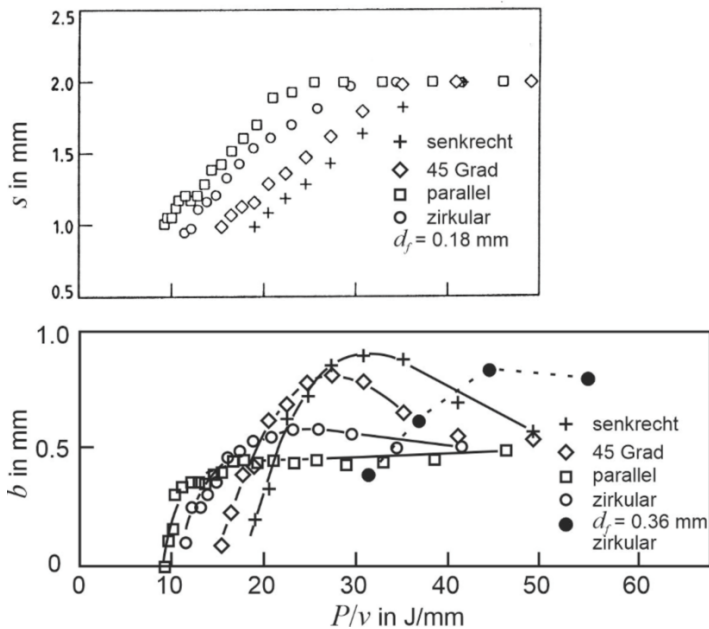


Bild 9.48 Einfluss von Polarisationsform bzw. -orientierung auf Nahttiefe und -breite beim Überlappschweißen; 2×1 mm, St14 (bzw. neu DC04), CO₂-Laser, $P = 4$ kW, Geschwindigkeitsbereich $4,36$ m/min $\leq v \leq 24$ m/min, $d_f = 0,18$ mm, Ar; die vollen Symbole kennzeichnen Ergebnisse mit $d_f = 0,36$ mm und zirkularer Polarisation.

Bild 9.48 demonstriert die Einflüsse verschiedener Polarisationsformen und -orientierungen bezüglich der Schweißrichtung beim Überlappschweißen zweier Bleche bei konstanter Leistung im Geschwindigkeitsbereich bis 24 m/min [405]. Während eine parallel zum Vorschub ausgerichtete lineare Polarisation im gesamten Geschwindigkeitsbereich bis zur Durchschweißung stets die größten Schweißstiefen erbringt, sind die Ergebnisse bezüglich der Nahtbreite differenziert zu betrachten: Da bei Überlappschweißungen im Allgemeinen die Breite in der Fügeebene die relevante Größe ist, gilt es, den Vorteil höherer Breite gegenüber dem Nachteil einer geringeren Schweißgeschwindigkeit abzuwägen. So lassen sich hier nur in dem Geschwindigkeitsbereich unterhalb von 9 bis 11 m/min (im Bild rechts von $P/v \approx 24$ J/mm) mit senkrecht zum Vorschub stehender linearer Polarisation größere Breiten als mit parallel, unter 45° gedrehter oder zirkularer erzielen. Diese „niedrigen“ Geschwindigkeiten sind jedoch zu relativieren, denn wollte man mit zirkularer Polarisation (der in der Praxis üblichen Polarisationsform) eine vergleichbare Breite realisieren, so muss bei geringerer Fokussierung des Strahls – die vollen Kreise in Bild 9.48 – bei noch weiter reduzierter Geschwindigkeit gearbeitet werden.

9.6.2.3 Wellenlänge

Unmittelbare Auswirkungen der Wellenlänge auf das Prozessergebnis – gemeint sind hier Einschweißtiefe und Nahtgeometrie – lassen sich nur in sehr begrenztem Umfang festmachen, was

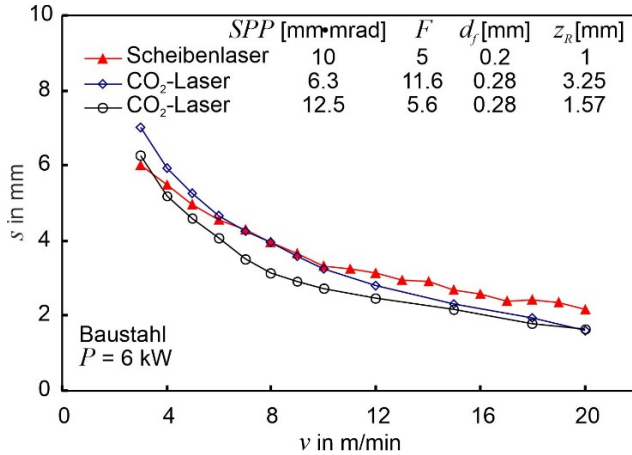


Bild 9.49 Einschweißiefen in Baustahl bei $P = 6$ kW: im Bereich hoher Geschwindigkeiten ist der höhere Absorptionsgrad bei $1,03 \mu\text{m}$ von Vorteil, bei tieferen Kapillaren die größere Rayleighlänge bei $10,6 \mu\text{m}$ (Daten für den CO₂-Laser nach [400]).

im Fehlen direkt vergleichbarer Fokussier- und sonstiger Prozessbedingungen liegt. Zwei Tendenzen dürfen indessen als gesichert betrachtet werden: Das ist zum einen die Auswirkung des größeren Absorptionsgrads bei $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$, die bei höheren Geschwindigkeiten zu tieferen Schweißnähten führt als beim Schweißen mit CO₂-Lasern, siehe Bild 9.49. Zum anderen erbringen Experimente mit Faserlasern hoher Leistung bei niedrigem Strahlparameterprodukt Nahtgeometrien, die aufgrund nicht vorhandener Plasmaeffekte Ergebnissen des Elektronenstrahlschweißens nahekommen.

Deutliche Unterschiede zeigen sich jedoch hinsichtlich der Prozessqualität. Vergleichende Untersuchungen in [406] und [407] lassen erkennen, dass sowohl die Spritzerbildung als auch die Tropfenentwicklung an der Nahtunterseite bei der Wellenlänge um $1 \mu\text{m}$ stärker ausgeprägt ist. Beides ist auf den hier dominierenden Einfluss der gleitenden Stufen (siehe Abschnitt 9.4.1) zurückzuführen.

9.7 Prozessinstabilitäten

Der Parameterbereich, in dem ein stabiler Schweißprozess mit gewünschten Ergebnissen erzielbar ist, wird Prozessfenster genannt. Seine untere, ausgeprägte Grenze stellt die in Abschnitt 9.1 behandelte Schwelle dar, während die obere – bei sehr hohen Leistungen und Geschwindigkeiten – nicht so deutlich und abrupt in Erscheinung tritt. Hier sind es im Allgemeinen Einbußen an Prozesseffizienz und -qualität, welche den Parameterbereich begrenzen: beim Einsatz von CO₂-Lasern beispielsweise Auswirkungen des laserinduzierten Plasmas oder bei Lasern mit Wellenlängen um $1 \mu\text{m}$ die Tendenz zu Spritzerbildung. Weitere instationäre Vorgänge im Schmelzbad, die zu nicht akzeptabler Nahtqualität führen, wie bei sehr hohen Schweißgeschwindigkeiten das Auftreten von Humping oder das Entstehen von Poren, bedeuten ebenfalls eine Einengung des Prozessfensters. Die zugrundeliegenden, gewöhnlich als Prozessinstabilität

bezeichneten Mechanismen sind bis heute nicht vollständig verstanden. Dies ist angesichts der vielfältigen Interaktionen der beteiligten Phänomene und der sehr eingeschränkten Möglichkeiten, diese direkt zu beobachten, nicht weiter verwunderlich.

Während das Auftreten von Instabilitäten vom Anwender als Ereignis wahrgenommen wird, welches die *Qualität* des Prozessergebnisses mindert, sieht der Entwickler hingegen darin eher eine Herausforderung, auf der Basis des Prozessverständnisses Maßnahmen zu ihrer Vermeidung abzuleiten. Dem folgend sei hier auf einige wenige Phänomene eingegangen. Betont sei, dass diese nur einen kleinen Teil einer Vielzahl von Ursachen darstellen, die zu einem unerwünschten Ergebnis führen (können). Abgesehen von primär prozessinhärenten Mechanismen spielen Einflüsse wie u.a. die chemische und mechanische Oberflächenbeschaffenheit oder Aspekte der Nahtvorbereitung wie Größe des Fügspalts und Fügeversatzes eine wichtige Rolle [408], letztere vor allem hinsichtlich Nahteinfall oder Kerben.

9.7.1 Spritzer und Auswürfe, Porenbildung

Die Stabilität der Kapillare als Voraussetzung für ein „ruhiges“ Schmelzebad und damit gutes Prozessergebnis ist in unterschiedlichen theoretischen Ansätzen behandelt worden. Beispiele für analytische Untersuchungen finden sich in [409] und [410]. Dort wird anhand des Durchschweißens dünner Bleche gezeigt, dass eine zylindrische Kapillare axialen, radialen und azimutalen Moden folgend schwingen kann. Die Eigenfrequenzen liegen im Bereich einiger kHz und verändern sich im untersuchten Blechdickenbereich von 1 bis 3,5 mm kaum. Eine Analyse erzwungener Schwingungen in [410] erbringt, dass eine sinusförmige Modulation der Laserleistung mit lediglich 0,1 % Amplitudenvariation zu Kapillarschwingungsamplituden führt, die in einem Kollaps münden. Damit weist dieses wie das im Zusammenhang mit der Untersuchung der Dampfströmung in der Kapillare gewonnene Ergebnis, wonach eine auch nur sehr geringe Leistungsänderung von der Größenordnung weniger % zu dramatischen Druckänderungen führt [331], auf die hohe Sensitivität der Kapillare gegenüber Veränderungen der Energieeinkopplung hin. Ob allerdings auf der Hypothese von Kapillarschwingungen beruhende Ansätze, die allesamt vor dem Hintergrund damals niedriger Schweißgeschwindigkeiten entwickelt wurden, generell gültig sind, muss in Frage gestellt werden. Denn bei den heute üblichen Geschwindigkeiten tragen der an der Front herrschende, das Strömungsfeld antreibende dynamische Druck Δp (siehe Abschnitt 9.4.2) – der inhärenterweise eine nichtsymmetrische Energieeinkopplung erfordert – wie auch Reibungseffekte und Druckwirkungen infolge von Dampf- bzw. Plasmaströmungen (siehe Abschnitt 9.4.4) wesentlich zur Impulsbilanz an der Kapillaroberfläche bei. Sogenannte „dynamische“ Modelle, die Aspekte der Impulserzeugung durch Verdampfung in den Vordergrund rücken [411], [323], dürften hier weiterführender sein.

Einen guten Einblick in das Stabilitätsverhalten der Kapillare bei Einschweißungen vermitteln die inzwischen zahlreichen Studien mit Hochgeschwindigkeits-Röntgenaufnahmen [298], [304], [310], [375] [412]: Aus den schon erwähnten stets vorhandenen Geometriefluktuationen können sich sporadisch lokale Verengungen des Kapillarquerschnitts entwickeln, die sich entweder wieder zurückbilden oder in die Tiefe laufen; die Kapillare bleibt dabei weitgehend erhalten. Gelegentlich jedoch verstärkt sich die Verengung und führt zu einer kompletten Abschnürung eines Teils der Kapillare; erfolgt dies im oberen Bereich, so spricht man auch von Kollaps. Hierbei wie auch im Falle lokaler Verengungen ändert sich das Energie- und Kräftegleichgewicht an der Kapillarwand. Aus mit Röntgenbildern der Kapillare korrelierenden

Filmaufnahmen des ab- bzw. ausströmenden Metaldampfes/plasmas an der Schmelzebadoberfläche sowie neueren Beobachtungen des Schweißprozesses mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen kann auf eine unmittelbare Impulsübertragung und Beschleunigung der Schmelze auch durch diese Metaldampfströmung geschlossen werden, siehe auch Abschnitt 9.4.4. Diese Phänomene treten in grundsätzlich gleicher Weise mit allen gebräuchlichen Lasern und bei den wichtigsten metallischen Werkstoffen auf und können sich in folgenden Erscheinungen äußern:

- Im Schmelzebad werden Strömungen angefacht, die sich als Wellen an der Oberfläche und Rippel an der hinteren Erstarrungsfront manifestieren.
- Die nicht nur in ihrem Querschnitt, sondern auch in der Tiefe sich ändernde Kapillargeometrie führt zu einer Schwankung der Einschweißtiefe längs der Schweißbahn.
- Mit Veränderungen der Kapillargeometrie inhärent verknüpfte Kräfte führen in ihrer Interaktion mit dem Schmelzebad dort zu Geschwindigkeitskomponenten, welche das Entstehen von Spritzern und Humps fördern.
- Auswürfe von Schmelze, die in der erstarrenden Naht erhebliche Querschnittsvermindernungen nach sich ziehen, werden durch einen Kapillarverschluss ausgelöst, der vor allem in nicht zu großer Tiefe beobachtet wird.
- Ein Kapillarkollaps im unteren Bereich hat die Entstehung einer Prozessspore zur Folge, die sich überwiegend in der Nähe des Kapillargrunds ausbildet.

Nach dieser skizzenhaften Darstellung der Ursachen und Folgen von „kapillarinduzierter“ Instabilitäten sei auf zwei der am häufigsten zu beobachtenden eingegangen. Zum Ersten sind dies *Schmelzespritzer* die – wenn sie nach dem Auswurf nicht wieder ins Schmelzebad gelangen, sondern daneben auf der Werkstückoberfläche erstarrend auftreffen und dort anhaften – unter Umständen zu entfernen sind; ein zusätzlicher, die Wirtschaftlichkeit herabsetzender Arbeitsgang. Ist zudem die ausgeworfene Masse nicht mehr klein im Vergleich zu der des gesamten Schmelzebads, so sind Nahteinfall und Kerben die Folge. Zum Zweiten können *Prozesssporen* durch Verringerung des Nahtquerschnitts und Kerbwirkung zu einer Minderung des Festigkeitsverhaltens führen. Dass auch das im Allgemeinen weit hinter der Kapillare auftretende Phänomen des Humping von den Vorgängen im Bereich der Kapillare mit beeinflusst ist, wird in Abschnitt 9.7.2 verdeutlicht.

9.7.1.1 Spritzer

Experimentell wird festgestellt, dass Spritzer vor allem am Rand der Kapillaröffnung entstehen, wo die die Kapillare umgebende Schmelzeströmung geometrische Randbedingungen vorfindet, die eine Einschnürung der Stromfäden und Ablösung von Tropfen befördern. Damit jedoch ein längs einer Stromröhre mit der Geschwindigkeit u_s fließendes Fluidelement einen Tropfen bilden kann, der das Schmelzebad mit einer bestimmten Geschwindigkeit v_{Tr} verlässt, muss seine kinetische Energie $\rho V_{Tr} u_s^2 / 2$ größer sein als die Summe aus der kinetischen Energie $\rho V_{Tr} v_{Tr}^2 / 2$ des wegfliegenden Tropfens plus der zur Überwindung der Oberflächenspannung σO_{Tr} erforderlichen Energie, wo V_{Tr} das Volumen und O_{Tr} die Oberfläche des Tröpfchens ist, siehe Abschnitt 5.2.6.2. Zwar erhält der sich ablösende Spritzer von der Dampf- bzw. Plasmaströmung einen Impuls sowohl während seiner Entstehung als auch am Anfang seiner Flugbahn, was durch zeitabhängige Messungen der Geschwindigkeit austretender Schmelze in

[413] bestätigt wird. Doch es darf aus deren Richtung nicht unmittelbar auf die Strömungsrichtung des Dampfes geschlossen werden, da der Impuls eine vektorielle Größe ist und eine wesentliche Komponente der Spritzergeschwindigkeit aus der Schmelzeströmung selbst entstammt. Welches nun die wesentlichen antreibenden Kräfte darin sind (grundsätzlich tragen alle in den Abschnitten 9.4.1 bis 9.4.4 diskutierten Vorgänge zur kinetischen Energie eines Fluidelements bei, das sich als Spritzer ablöst), wo sie wirken und wo dann und in welcher Form bzw. Größe die Spritzer bevorzugt entstehen, hängt von den Prozessparametern – und damit gekoppelt – der Kapillargeometrie ab, siehe z.B. [414], [328], [356], [338], [403]. Anhand variierender Schweißgeschwindigkeit bei vorgegebener Leistung und Fokussierbedingungen wird dies besonders deutlich.

Insbesondere die Darstellung der durch Spritzertätigkeit verursachten Masseverlusts in Bild 9.50, der bei gleichzeitiger Beobachtung des zeitlichen Verhaltens der Kapillaröffnung gemessen wurde, und die Auswertung der Schmelzebad- bzw. Nahtgeometrie in [335] und [307] erlauben es, eine qualitative Vorstellung des Zusammenhangs von Kapillargeometrie und Vorgängen der Spritzerentstehung zu gewinnen. Drei Bereiche mit unterschiedlicher Abhängigkeit der Spritzertätigkeit von der Schweißgeschwindigkeit sind zu erkennen: Bei niedrigem Vorschub, links im Bild mit weißem Hintergrund, zeigt sich ein nur geringer Masseverlust mit geringem Anstieg bei zunehmender Geschwindigkeit v . Recht abrupt folgt dem bei weiter zunehmender Geschwindigkeit zunächst ein stark anwachsender und dann ein stark abnehmender Masseverlust; im Bild grau hinterlegt. Der sich rechts zu höheren Geschwindigkeiten hin anschließende dritte Bereich (im gezeigten Beispiel für $v \gtrsim 20$ m/min) ist wegen des Auftretens von Humping für praktische Anwendungen uninteressant. Dieses typische geschwindigkeitsabhängige Verhalten erlaubt die folgenden Interpretationen.

Bei Schweißungen mit der Zielsetzung einer großen Einschweißtiefe, die im Allgemeinen bei niedriger Vorschubgeschwindigkeit stattfinden, entstehen die Spritzer im zeitlichen Mittel mehr oder weniger gleichförmig verteilt am Rand der Kapillare, die unter diesen Prozessbedingungen einen weitgehend kreisförmigen Querschnitt aufweist. Die recht kleinen Schmelzetröpfchen (Durchmesser kleiner als etwa 0,1 mm), die keinen schädlichen Materialverlust herbeiführen, bewegen sich vorzugsweise parallel zur Achse von Laserstrahl und Kapillare vom Werkstück

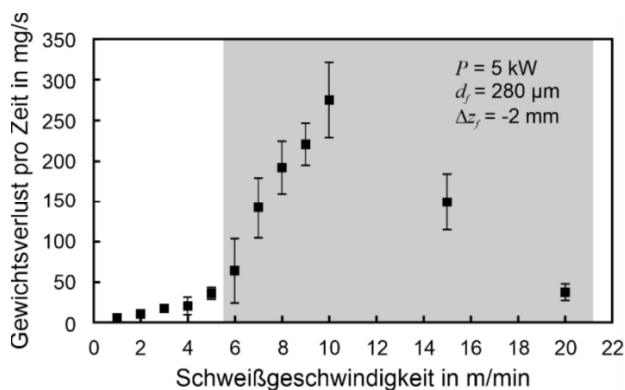


Bild 9.50 Beim Schweißen von Stahl gemessene, durch Spritzer verursachte Gewichtsverluste nach [307].

weg. Es ist naheliegend, unter diesen Umständen Dampfreibungseffekte (siehe Abschnitt 9.4.4) als wesentlichen Mechanismus anzusehen, welcher der Schmelzeströmung die für die Ablösung erforderlichen Beträge an Energie und Impuls liefert.

Wird die Geschwindigkeit gesteigert, so nimmt auch die kinetische Energie der die Kapillare umströmenden Schmelze zu. Gleichzeitig stellt sich eine zunehmend elongierte Kapillaröffnung ein [308], [337], [339], [338], [307], die Kapillarfront ist stärker geneigt (d.h. der Einfallswinkel der dort auftreffenden Strahlung nimmt ab) und die Energieeinkopplung erfolgt überwiegend an der Front. Die von dort ausgehende(n) diskrete(n) Dampfströmung(en), siehe auch [312], treffen auf die Rückwand der Kapillare und vermitteln der Schmelze einen Teil ihres Impulses. Weiterhin treten dort nach oben gerichtete Geschwindigkeitskomponenten in der Schmelze auf, die ihre Ursache in der Umlenkung des von den gleitenden Stufen eingebrachten Impulses am Nahtgrund haben [268], [312], [356]. Im rückwärtigen Bereich der Kapillare verfügt also die Schmelze über hinreichend kinetische Energie, um den Ablösebedingungen zu genügen. Bei solchen Prozessbedingungen treten relativ große Spritzer stets an der Kapillarrückwand auf. Die zeitaufgelösten Aufnahmen in [307] zeigen, dass in dem Geschwindigkeitsbereich mit der heftigsten Spritzerbildung die Kapillaröffnung starken Fluktuationen unterworfen ist. Gleiches trifft auf die thermographisch ermittelten Schmelzebadlängen zu, die in diesem Bereich kürzer als diejenigen bei niedrigen und sehr hohen Geschwindigkeiten sind. Offenbar erfolgt hier die Kräftebilanz zwischen schließenden und öffnenden Mechanismen in der Kapillare und ihre Geometrieangepassung in einer Art Oszillation um einen quasistationären Zustand. Wie in [415] angemerkt, dürfte die auch von der Schweißgeschwindigkeit beeinflusste Kondensation an der Kapillarrückwand eine Rolle spielen (die, worauf schon hingewiesen wurde, heute noch nicht ausreichend untersucht und verstanden ist).

Bei weiterer Erhöhung der Schweißgeschwindigkeit entfernt sich die Kapillarrückwand so weit von der Front, dass eine direkte Einwirkung der von dort ausgehenden Dampfströmung(en) wie auch des reflektierten Laserstrahls nicht mehr stattfindet. Die Spritzerbildung kommt in diesem Prozessregime deshalb weitgehend zum Erliegen. Jedoch beginnt Humping sich zu entwickeln, ein anderes qualitätsminderndes Phänomen, siehe Abschnitt 9.7.2.

Das vorstehend geschilderte Verhalten von Kapillare und Fluidodynamik folgt einem generell zu beobachtenden Muster, das in [308] entsprechend charakteristischer Merkmale in mehrere Regime unterteilt wurde. Auch experimentelle Beobachtungen bei reduziertem Druck [335] untermauern die obigen Erklärungsansätze.

Unbeschadet dessen muss jedoch abschließend darauf hingewiesen, dass trotz mancher inzwischen (2020) als gesichert anzusehender Zusammenhänge noch viele Details der Spritzerentstehung einer endgültigen Klärung bedürfen. Hierzu zählt beispielsweise die Korrelation der Flugrichtung von Spritzern mit den jeweiligen Prozessparametern, insbesondere ihre Abhängigkeit von der Schweißgeschwindigkeit. Auch der Einfluss von Wellenlänge [416] und der Werkstoffeigenschaften – Aluminium- und Kupferlegierungen neigen besonders stark zu Auswürfen (sehr große Spritzer, die einen wesentlichen Anteil des Schmelzebads entfernen) – bedarf noch weiterer Untersuchungen. Gleiches gilt auch für die Spritzerentstehung bei Durchschweißungen, wo Schmelze auch in Laserstrahlrichtung ausgetrieben werden kann.

Eine hinsichtlich ihrer Ursachen etwas anders gearbete Wirkung von Metaldampf zeigt sich in der starken Spritzerbildung beim Überlappschweißen verzinkter Stahlbleche: Der an den Zn-

Schichten schon im Vorlauf der Kapillare und in der Umgebung des Schmelzebads aufgrund der tiefen Verdampfungstemperatur von Zn entstehende und im (geschlossenen) Spalt einen hohen Druck erreichende Dampf expandiert z.T. durch das Schmelzebad hindurch und reißt Flüssigkeitstropfen mit sich. In der Praxis wird dieser Effekt dadurch vermieden, dass mit entsprechenden Maßnahmen ein ausreichend großer Spalt zwischen den Blechen sichergestellt wird, durch den der Zn-Dampf entweichen kann.

9.7.1.2 Entstehung von Prozessporen

Neben der Sichtbarmachung des dynamischen Kapillarverhaltens mittels der oben schon erwähnten Röntgenaufnahmen bei realen Schweißprozessen haben Schweißungen in Wassereis [312], [417], [418], welche die auftretenden Phänomene mit einer sehr viel höheren räumlichen Auflösung direkt sichtbar erkennen lassen, zum Verständnis der Prozessporenbildung beigetragen. Insbesondere die Auswirkung gleitender Stufen konnte dabei verdeutlicht werden: der an der Front zum Kapillargrund hin beschleunigte Schmelzefilm und eine (teilweise) Umlenkung dessen Impulses am Kapillargrund sowie die Krafteinwirkung der von den Stufen ausgehenden diskreten Dampfströmungen auf die Kapillarrückwand. Letzterer Effekt führt dort zu zeitlich und örtlich sich ändernden Ausbeulungen der Kapillare (da sich der Ort der Dampfströmungs-

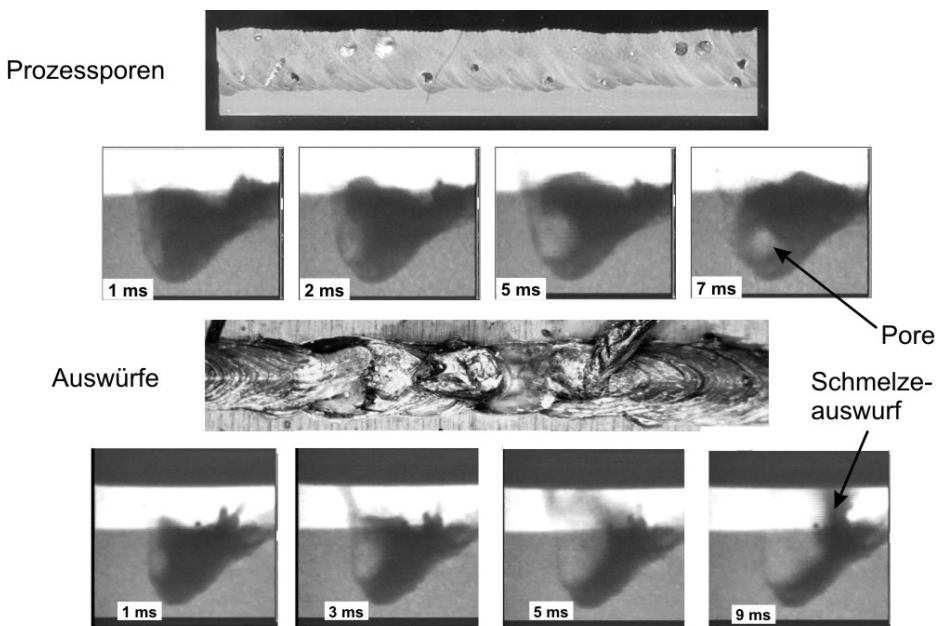


Bild 9.51 Röntgenografisch sichtbare Schweißfehlerentstehung in einer Aluminiumlegierung infolge Instabilitäten der Dampfkapillare nach [321] und [420]: Entstehung von Prozessporen und Schmelzeauswürfen. Längsschliff und Draufsicht einer typischen Schweißnaht zeigen die charakteristischen Phänomene, während die Röntgenbilder die fluiddynamischen Vorgänge erkennen lassen, die dazu führen.

entstehung – die gleitende Stufe – zum Kapillargrund hin bewegt, verändert sich auch die Position des Auftreffens der Dampfstrahlen an deren Rückwand), aus denen heraus sich Verengungen, Poren oder ein kompletter Kapillarverschluss (Kollaps) entwickeln.

Die bei Aluminiumwerkstoffen besonders häufig auftretenden Auswirkungen einer durch Geometrieänderungen behinderten Dampfausströmung – die Entstehung einer Prozesspore und eines Schmelzeauswurfs – sind in Bild 9.51 zusammen mit der röntgenographischen Wiedergabe der Prozessabläufe gezeigt.

Der in [419] und [420] festgestellte Ablauf einer Porenentstehung wird in mehreren neueren Arbeiten für einen deutlich weiteren Leistungs- und Geschwindigkeitsbereich bestätigt, auch für Kupferwerkstoffe [421], [422], [288]. Ausgangspunkt ist stets eine am Kapillargrund nach rückwärts gerichtete Auswölbung, aus der sich durch Abschnürung dann eine Blase entwickelt, siehe Bild 9.51 oben, die im späteren Verlauf im wiedererstarteten Material als Pore zurückbleibt. Es sei betont, dass das Auswölben nicht notwendigerweise eine Pore nach sich zieht, aber jeder Porenentstehung eine Auswölbung vorangeht. Zudem bedeutet das Zurückbleiben einer Pore, dass diese auch Umgebungsgas enthalten muss, welches zuvor in die Kapillare gelangt ist und das während der Erstarrung des geschweißten Materials gasförmig bleibt und nicht in diesem gelöst wird. Denn sobald keine Laserstrahlung mehr in die vollständig abgeschnürte Blase gelangt, sinkt die Temperatur an deren Oberfläche auf die der umgebenden Schmelze, und der in der Blase befindliche Dampf kondensiert. Ohne zuvor eingedrungenes Umgebungsgas würde die Blase vollständig kollabieren und keine Pore zurückbleiben. Der Sachverhalt wird durch Messungen des Poreninhalts geschweißter Aluminiumlegierungen bestätigt, die zeigen, dass dieser bis zu 96% aus dem verwendeten Schutzgas Helium besteht, der geringe restliche Anteil ist Wasserstoff, welcher, im Schweißgut gelöst, durch Diffusion in die Pore gelangt [423]. Weitere Untersuchungen zeigen die gleichen Abfolgen auch in Stahlwerkstoffen [424], [425].

Aus den Erkenntnissen in [421] und [422] folgt, dass und warum Schweißen bei gleichzeitig hohen Leistungen und Geschwindigkeiten günstig für die Herabsetzung bzw. Vermeidung der Porenbildung ist. Die dabei stärkere Neigung der Front geht einher mit abnehmender bis gar nicht mehr vorhandener Auswölbung und einer länger werdenden Öffnung der Kapillare, wodurch die Interaktion der Dampfströmung mit ihrer Rückwand reduziert und das Ausströmen aus ihr erleichtert wird. In [422] wird zudem gezeigt, dass bereits entstandene Poren in dem dabei längeren Schmelzebad hinreichend Zeit finden können, um an die Oberfläche zu gelangen, wo das darin enthaltene Gas ausströmen kann. Ferner folgt aus den dort die Experimente abbildenden Simulationsrechnungen, dass bei einer solchen Parameterkombination die Anfachung eines am Kapillargrund vorhandenen Wirbels herabgesetzt wird, welcher für die Abschnürung verantwortlich gehalten wird (was auch als indirekter Hinweis zu werten ist, dass mit steigender Vorschubgeschwindigkeit und größerer Frontneigung die Tendenz zur Bildung von gleitenden Stufen abnimmt).

Der Ablauf bei der Entstehung eines Auswurfes ist zunächst ähnlich wie der bei der Porenbildung. Im Unterschied dazu wird aber die Auswölbung durch die von hinten nach vorn in die Kapillare eindringende Schmelze nicht komplett abgeschnürt. Aufgrund des erschwerten Dampfaustritts durch die verengte Kapillare, durch welche aber weiterhin Strahlung in die Tiefe und in den rückwärtigen Bereich der Ausbeulung (siehe Bild 9.16) gelangt, steigt der Druck im

Hohlraum so stark an, dass er die gesamte darüberliegende Schmelze auszuwerfen vermag, siehe Bild 9.51 unten und [419] sowie [288].

Trotz des nunmehr (2020) einigermaßen kompletten Bilds der Prozessporenentstehung, das weitgehend dem bereits in [419] entwickelten entspricht, harren noch Fragen einer endgültigen Beantwortung, insbesondere die, aufgrund welcher Mechanismen Umgebungsgas in den Kapillargrund eindringen kann und so in die Prozessporen gelangt [423], [425]. In [425] wird gesagt, dass infolge der an der Kapillarwand sich raum-zeitlich ändernden Krafteinwirkung durch die von der Stufe an der Front ausgehende Dampfströmung eine Instabilität der gesamten Kapillare angeregt wird, wodurch Schutzgas in den Kapillargrund und bei der Porenentstehung in den sich bildenden Hohlraum gelangt. Die Untersuchungen in Eis und deren Interpretationen in [417] führen zum Schluss, dass der durch Kondensation ausgelöste Vakuumeffekt für das Ansaugen von Luft und deren Einschluss in den sich bildenden Poren (mit) verantwortlich ist. Abschätzungen in [418] zur Übertragbarkeit dieser so gewonnenen Erkenntnisse auf die Verhältnisse bei realen Schweißungen in Metallen bestärken die Hypothese, dass ein solcher Mechanismus auch hier auftreten sollte. Bestärkend hinzu kommt, dass der von Kondensation und damit einhergehender Schrumpfung der Poren initiierte Wirbel im unteren Schmelzebadbereich [417], [418] auch bei bis zu 5 mm tiefen Einschweißungen mit Faserlaser in Edelstahl beobachtet wird, der allerdings bei höheren Schweißgeschwindigkeiten, um 10 m/min, verschwindet, und wo dann keine Poren mehr entstehen [426].

9.7.2 Schmelzebadinstabilitäten: Humping

Der Begriff Humping leitet sich ab vom englischen Ausdruck „hump“ für Buckel oder Höcker und bezeichnet die bei sehr hoher Schweißgeschwindigkeit in mehr oder weniger periodischen Abständen sich ausbildenden Nahtüberhöhungen und -einfälle, wie sie in Bild 9.52 zu sehen sind. Der Vorgang ist nicht nur geschwindigkeits- sondern auch leistungsabhängig und tritt bei Schweißungen mit allen für das Tiefschweißen üblichen Lasertypen [308], [324], [337], [369], [77], [427], [428], [429], [430], [426], [431], [432], [433] sowie bei Elektronenstrahl- und Lichtbogenverfahren auf, siehe z. B. [434], [435], [436] und [437]. Der Überblick in Bild 9.53 zeigt, dass die Werte der Vorschubgeschwindigkeit v_{ff} , bei denen Humping einsetzt, in einem weiten Bereich zwischen 1 m/min und 100 m/min liegen können. Trotz aller Unsicherheiten eines solchen Vergleichs – u. a. Ermittlung des aufgeschmolzenen Querschnitts F (je nach

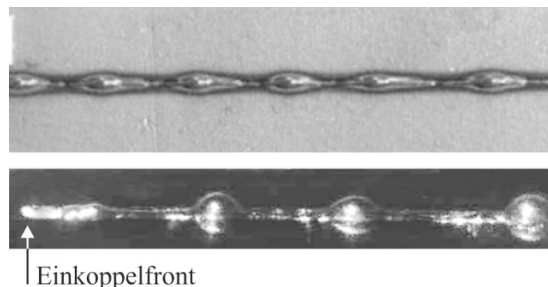


Bild 9.52 Für Humping typische Erscheinungsbilder der Nahtberraupe. Oben: Draufsicht; S650N, $P = 7 \text{ kW}$, $\lambda = 10,6 \text{ }\mu\text{m}$, $d_f = 0,6 \text{ mm}$, $v = 16 \text{ m/min}$ [77]. Unten: Seitenansicht; St 1.4310, $P = 600 \text{ W}$, $\lambda = 1,03 \text{ }\mu\text{m}$, $d_f = 0,05 \text{ mm}$, $v = 60 \text{ m/min}$ nach [427].

Situation z. B. als $s \cdot b$ oder $s \cdot d_f$ definiert), unterschiedliche Zusammensetzung der geschweißten Stähle, Umgebungsatmosphäre etc. – ist der aus der Leistungsbilanz folgende Zusammenhang $v \propto (P \cdot \eta_A - P_V)/F$ (siehe Kapitel 7) klar ersichtlich. Dies legt den Schluss nahe, dass das Phänomen Humping mit dem je Zeiteinheit aufgeschmolzenen Volumen $\dot{V} = v \cdot F$ und dem sich hieraus und der Kapillargeometrie ergebenden Strömungsfeld $u(x, y, z)$ ursächlich in Relation steht und nicht nur als Folge einer charakteristischen hohen Schweißgeschwindigkeit zu sehen ist. Dies zeigt sich u.a. auch darin, dass die bei ein und demselben Verfahren beobachteten Grenzgeschwindigkeiten sich um mehr als eine Größenordnung unterscheiden können, siehe Daten „1“ und „5“ in Bild 9.53. Selbst die bei Durchschweißung einer 100 μm dicken Stahlfolie ermittelten Werte $v_H = 120 \text{ m/min}$ bei $P/F = 4 \cdot 12,5 \text{ kW/mm}^2$ aus [438] fügen sich gut in den im Bild gezeigten Trend ein.

Zum Mechanismus der Humpentstehung an sich sind bislang im Wesentlichen zwei Vorstellungen diskutiert worden, eine auf der Impulsbilanz zwischen Staudruck der Schmelze, Reibung und Oberflächenspannung beruhende, z. B. [333], [432], [426], [438]. Eine zweite orientiert sich an der Rayleigh-Instabilität, dabei den Humpingvorgang mit dem Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls in Tropfen vergleichend [441], [433]. Die in [430] präsentierten Untersuchungen verknüpfen die verursachenden fluidmechanischen Mechanismen und Erstarrungsvorgänge (typisch für den Fall $s/d_w \gg 1$) mit einem weiteren Ansatz zur Deutung der Humpbildung: Unter Berücksichtigung der Temperaturverteilung im Bereich der Schmelzeströmung (hier handelt es sich um eine Schmelzeschlepe, die sich über bereits wiedererstartetes Schweißgut erstreckt, also um eine Situation, wo eine Schmelzeströmung stromab der Kapillare überhaupt

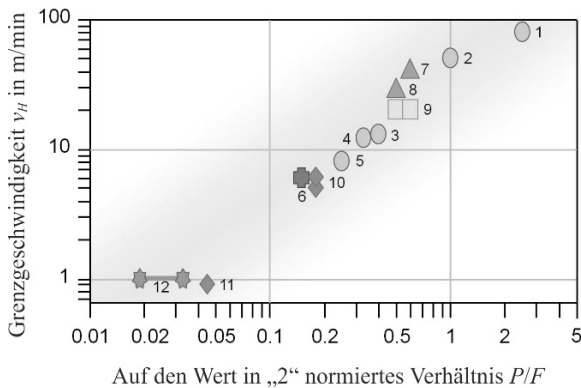


Bild 9.53 Überblick experimentell in sehr unterschiedlichen Schweißverfahren festgestellter Schweißgeschwindigkeiten v_H , bei welchen Humping einsetzt; dargestellt in Abhängigkeit des Quotienten Laserleistung/Nahtquerschnitt, der mit dem Wert des Punktes Nr. 2 auf $12,5 \text{ kW/mm}^2$ normiert ist. Der grau hinterlegte Bereich, der einen Unsicherheitsbereich gegenüber den eingezeichneten Punkten kennzeichnet (siehe Text), soll auf die Proportionalität $v_H \propto (P \cdot \eta_A - P_V)/F$ hinweisen, und die Zahlen kennzeichnen die jeweiligen Veröffentlichungen. Dabei sind 1 bis 5 mit Faserlasern, 6 mit Scheibenlaser, 7 und 8 mit CO_2 -Lasern und 9 mit einem lampengepumpten Stablaser durchgeführte Schweißungen, 10 und 11 Schweißungen mit Elektronenstrahl und 12 Daten einer Lichtbogenschweißung (ohne Zusatzmaterial). 1 [439], [430]; 2 [337], [428]; 3 [324]; 4 [439], [430]; 5 [440], [426]; 6 [TRUMPF]; 7 [433]; 8 [431]; 9 [308], [429]; 10 [434]; 11 [435]; 12 [437].

nicht mehr innerhalb des aufgeschmolzenen Querschnitts stattfindet!), in welchem Hump entstehen, wird gezeigt, dass dem temperaturabhängigen Benetzungswinkel des Humptropfens eine entscheidende Rolle für dessen Wachstum und damit dem Zerfall des Schmelzstroms zukommt. Auf der Basis dieses Sachverhalts wird in [430] das Erreichen einer kritischen Temperatur (die ungefähr 60% der Schmelztemperatur beträgt) an der Kontaktfläche zwischen bereits erstarrtem und noch strömendem Material als Kriterium für den Beginn des Humping herausgestellt.

Wiewohl auf der Basis des heutigen Wissensstands sich noch kein eindeutiges und mit allen experimentellen Beobachtungen und erklärenden Theorien konsistentes Bild des Humpings zeichnen lässt, soll die nachfolgende Darstellung zumindest eine Orientierungshilfe beim (gegebenenfalls notwendigen oder gewünschten) Studium der umfangreichen Literatur hierzu bieten.

Bedient man sich in einer qualitativen Diskussion der Vorgänge im Schmelzebad hinter der Kapillare bzw. der Einkoppelfront des vereinfachten Bilds einer Kanalströmung, wo in einem Kanal mit dem Querschnitt F Schmelze mit einer sehr ungleichförmigen Geschwindigkeitsverteilung fließt, so wird allein aus Gründen der Kontinuität deutlich, dass der aufgeschmolzene „Kanal“-Querschnitt $F = \dot{V}/v$ nicht gleichmäßig von Schmelze ausgefüllt sein kann. Denn die hohen Schmelzegeschwindigkeiten $u \gg v$ zwischen Kapillarseitenwand und seitlichem Schmelzebadrand, die aus den numerischen wie analytischen Berechnungen folgen (siehe Abschnitt 9.4.2), gleichen sich nicht bereits unmittelbar hinter der Kapillare auf einen Wert $u \approx v$ aus. Dies geht sowohl aus berechneten Strömungsfeldern wie auch aus experimentellen Befunden hervor. Sehr deutlich zeigen dies Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Schweißungen mit relativ großem d_w [308], [429], die dort einen an den Seitenwänden und am Grund konzentrierten Schmelzefluss mit $u > v$ erkennen lassen. Solche Schmelzefilme werden auch bei Elektronenstrahl- und Lichtbogenschweißungen beobachtet [434], [436], wo allerdings bei der Durchschweißung in [434] nur an den Seitenwänden Schmelzeströme auftreten. Als Folge der stromab von der Energieeinkopplung fortschreitenden Erstarrung verändert sich dort nicht nur der lokale Volumenstrom der Schmelze, sondern auch die für die Strömung der verbleibenden und in den diskreten Strömungskanälen immer noch mit $u > v$ fließenden Schmelze zur Verfügung stehende Querschnittsform. Zusammen mit möglichen, auf Reibungseffekten beruhenden Strömungsablösungen am Schmelzebadrand führt dies zur Umlenkung der diskreten Teilströme zur Mitte hin und dort, im Zusammenwirken mit der Oberflächenspannung, zur Bildung des ersten Humps, was sehr anschaulich in [434], [429] gezeigt ist.

Da die Impulsvermittlung und damit das Strömungsfeld wie auch das Schmelzebad selbst von der Kapillargeometrie mitgeprägt wird, treten durchaus unterschiedliche Erscheinungsformen des Humping auf, siehe z. B. auch [442], insbesondere den Ort der ersten Humpbildung und die Zahl der Humps innerhalb der Schmelzebadlänge betreffend. Um dem Rechnung zu tragen, sind die in [434] entwickelten Vorstellungen aufgegriffen und in [428] für zwei Schmelzebad- bzw. Nahtgeometrien adaptiert worden, die typisch für die verwendeten Lasersysteme sind: für ein Aspektverhältnis von $s/d_w \approx 1$ sind Untersuchungen mit lampengepumpten Nd:YAG-Laser in [308], [429] und für $s/d_w \gg 1$ mit Faserlasern durchgeführte Untersuchungen in [440], [439], [430] und [426] repräsentativ. Im ersten Falle eines flachen und über seine Länge etwa gleich tiefen Schmelzebads ist die Schmelzeströmung überwiegend entgegen der Vorschubrichtung gerichtet. Bei hohen Aspektverhältnissen hingegen bewirkt die von den Seiten ausgehende

Erstarrung eine starke Verkürzung der Schmelzebadlänge im unteren Bereich. Dadurch wird jener Teil des die Kapillare umströmenden Materials, der mit noch hoher Geschwindigkeit auf die Rückwand des kurzen Schmelzebads trifft, nach oben abgelenkt und zusätzlich durch Dampfreibung an der Kapillarwand beschleunigt (ein Vorgang, mit dem auch die bei Schweißungen mit Lasern hoher Brillanz auftretenden starken Nahtüberhöhungen plausibel zu erklären sind). Nahe der Oberfläche trifft dieser Schmelzestrom auf den der dort weniger behinderten aus der Umströmung herrührenden, was – wie Röntgenaufnahmen in [426] zeigen – in einer Aufwölbung hinter der Kapillaröffnung resultiert und so einen ersten Hump entstehen lässt, der sich in Richtung des Schmelzebadendes bewegt.

Ungeachtet manch noch fehlenden Detailwissens kann als Folge experimenteller Evidenz gesichert gelten, dass der Auslöser für Humping diskrete Schmelzeströme hoher Geschwindigkeit $u > v$ in Querschnitten sind, die nicht nur vom aufgeschmolzenen Nahtquerschnitt $F = \dot{V}/v$, sondern von Erstarrungs- und Umlenkvorgängen stromab der Kapillare geprägt werden. Letztgenannte Mechanismen gehen aus den Untersuchungen insbesondere in [434] wie auch in [429] und [443] anschaulich hervor. In [443] identifizieren Experiment wie Simulation zur Nahtober-raupe hin gerichtete Strömungskomponenten als wesentlichen Mechanismus bei der Entstehung von Humps. In [444] wird gezeigt, dass Humping bei identischen Prozessparametern, aber bei Absenkung des Umgebungsdrucks auf 0,01 bar bereits bei ca. 9 m/min im Gegensatz zu 20 m/min bei 1 bar auftritt. Da beim niedrigeren Druck wegen der druckabhängigen Verdampfungstemperatur die seitliche Ausdehnung des Schmelzebads neben der Kapillare schmaler ist, erreicht die Umströmungsgeschwindigkeit u der Schmelze bei gleicher Vorschubgeschwindigkeit höhere Werte als bei Normaldruck, siehe (5.72), (9.9) und (9.8).

Diese Ausführungen machen gleichzeitig deutlich, dass ein *quantitativer* Vergleich von Humpingmerkmalen, die bei unterschiedlichen Randbedingungen (sämtliche Parameter, welche die Kapillar- sowie die Schmelzebadgeometrie beeinflussen oder Ein- bzw. Durchschweißungen) erhalten werden, nur bedingt möglich ist.

9.8 Modifikationen des Schweißprozesses

Die Ergebnisse des Laserstrahlschweißprozesses werden nicht immer den aus einer konkreten Fügeaufgabe sich stellenden Anforderungen in optimaler Weise genügen. Aus diesem Grunde wurden und werden zahlreiche Modifikationen untersucht und propagiert, um eine bessere Aufgabenerfüllung zu erhalten. Nachstehend seien Beispiele für dabei generell verfolgte Zielsetzungen angeführt:

- Erhöhung der Nahtqualität/Festigkeitseigenschaften durch Stabilisierung des Prozesses (z. B. Reduzierung von Prozessporen, Spritzern und Auswürfen),
- Verbesserung der metallurgischen Eigenschaften (z. B. Herabsetzung der Heißbrissbildung),
- Verbesserung von Festigkeitseigenschaften durch gezielte Formung des Nahtquerschnitts (z. B. Reduzierung von Kerbwirkungen),
- Erweiterung des Prozessfensters (z. B. Verschieben des Humpingbereichs zu höheren Geschwindigkeiten),

- Erhöhung der Flexibilität des Verfahrens durch gezielte Anpassung der Leistungsdichte an die Fügegeometrie (z. B. Schweißen von Tailored Blanks unterschiedlicher Dicke),
- Herabsetzung der Empfindlichkeit des Verfahrens gegenüber Fügetoleranzen durch Kombination des Laserstrahlschweißens mit Lichtbogenverfahren (z. B. Spaltüberbrückbarkeit).

Die bei der Realisierung dieser Ziele eingeschlagenen Wege lassen sich anhand der *primären Einflussnahme* auf den Prozess unterscheiden, die entweder über Maßnahmen zur *Energieeinkopplung* oder *Krafteinwirkung* auf das Schmelzebad erfolgt.

Zu den Methoden, welche vermittels einer Modifikation des Energieeintrags wirken, zählen

- die räumlichen Veränderungen der Intensitätsverteilung in der Wechselwirkungszone am Werkstück,
- eine zeitlich veränderliche Energieeinkopplung durch Pulsen oder Modulation der Laserleistung innerhalb der Wechselwirkungszone,
- eine raum-/zeitliche Veränderung der Wechselwirkungszone auf dem Werkstück z.B. durch eine dem eigentlichen Vorschub überlagerte schnelle Strahloszillation und
- die Verwendung zusätzlicher Energiequellen wie z. B. Lichtbogenentladungen („Hybridschweißen“).

Eingriffe in das Kräftegleichgewicht des Schmelzebads ergeben sich aus Maßnahmen bzw. Mechanismen wie

- der Verwendung von Zusatzdraht,
- dem Einsatz „aktiver“ Gase, welche die Oberflächenspannung verändern,
- der Impulswirkung der Plasmaströmung von Lichtbogenentladungen,
- dem Wirken elektromagnetischer Volumenkräfte im Schmelzebad und im Plasma und
- die Reduzierung des Umgebungsdrucks.

Die Verwendung von Zusatzdraht und so genannte Hybridverfahren (Laser + Lichtbogen) sind mittlerweile Stand der Technik, siehe z. B. [445], [446], zudem treten bei beiden Verfahren physikalische wie technologische Aspekte auf, die außerhalb der Intentionen dieses Buches liegen, weshalb sie hier nicht behandelt werden. Während Auswirkungen eines reduzierten Umgebungsdrucks, die für einige spezielle Anwendungen von Interesse sein können, bereits diskutiert wurden, sei im Folgenden auf lediglich zwei Maßnahmen zur Modifikation der Energieeinkopplung sowie der Nutzbarkeit elektromagnetischer Kräfte eingegangen.

9.8.1 Modifikation der Energieeinkopplung

Die physikalische Wirkung dieser Maßnahmen beruht in der (durch die jeweiligen technischen Möglichkeiten gegebenen) freien Gestaltbarkeit der Kapillargeometrie. Erörtert werden zwei Techniken, mittels derer die Intensitätsverteilung in der über das Werkstück bewegten Wechselwirkungszone variiert werden kann. Hinsichtlich weiterer Ansätze wie das Pulsen bzw. Modulieren oder Strahlpendeln bzw. Oszillieren, die häufig auf spezielle Anwendungen adaptiert sind, sei auf die entsprechende Literatur verwiesen; gleiches betrifft den Einsatz diffraktiver

optischer Elemente. Primäre Zielsetzung beider im Folgenden skizzierter Ansätze ist die Verbesserung der Nahtqualität.

9.8.1.1 Doppelfokustechnik

Bereits 1991 wurde zur Erhöhung der Grenzgeschwindigkeit des Humping die „twin-focus technique“ mit CO₂-Lasern eingesetzt [447] und danach insbesondere zur Reduzierung von Prozessporen und Schmelzeauswürfen beim Aluminiumschweißen weiter entwickelt, propagiert [311], [295] und angewandt [448]. Als später cw-Nd:YAG-Laser im Hochleistungsbereich verfügbar wurden, konnte auch mit diesen Lasern die Doppelfokustechnik als erfolgreiche Methode demonstriert werden [289], [419]. Sie bietet mit der Anordnung der Brennflecke in Bezug auf die Schweißrichtung – längs oder quer – und durch Variation ihrer Abstände zwei zusätzliche geometrische Prozessparameter (die Leistungsaufteilung bei der Längsanordnung sowie bei der in Laboruntersuchungen bewährten Multifokustechnik [420] stellen weitere dar).

Auf diese Weise ist die Geometrie der Dampfkapillare und deren Einfluss auf die Fluidynamik im Schmelzebad in weiten Bereichen gestaltbar. Darüber hinaus eröffnen sich Möglichkeiten, durch welche die Flexibilität und Sicherheit des Prozesses vergrößert wird. Davon ist insbesondere die Anpassung des Fokusabstands an die Fügespalte und die der im jeweiligen (Teil-)Strahl enthaltene Laserleistung bei Kehlnähten und Fügungen unterschiedlich dicker Bleche im Stumpfstoß zu erwähnen. Die mit Lasern mit Wellenlängen um 1 µm besonders einfach zu realisierende Strahladdition erlaubt zudem, mit vorhandenem „Laserpark“ ein hohes Leistungsniveau am Werkstück für spezielle Aufgaben in einfacher Weise zu realisieren. Auch die Kombination von gut fokussierbaren Scheiben- und Faserlasern mit Diodenlasern lässt sich auf diese Weise leicht bewerkstelligen, siehe beispielsweise [449], [450].

Ausgehend von (zweidimensionalen) Berechnungen des Strömungsfelds hinter einer Kapillare mit kreisrundem und einer mit in Vorschubrichtung gestrecktem Querschnitt in [431], die für

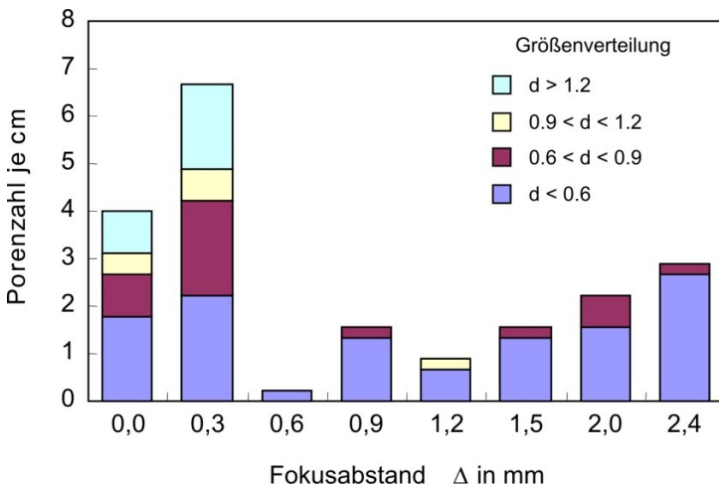


Bild 9.54 Reduzierung der Prozessporen durch die Doppelfokustechnik (Auswertung von Längsschliffen) [420]; $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$, $P = 2 + 2 \text{ kW}$, $d_f = 0,3 \text{ mm}$, Längsanordnung, $v = 2 \text{ m/min}$, AA6xxx.

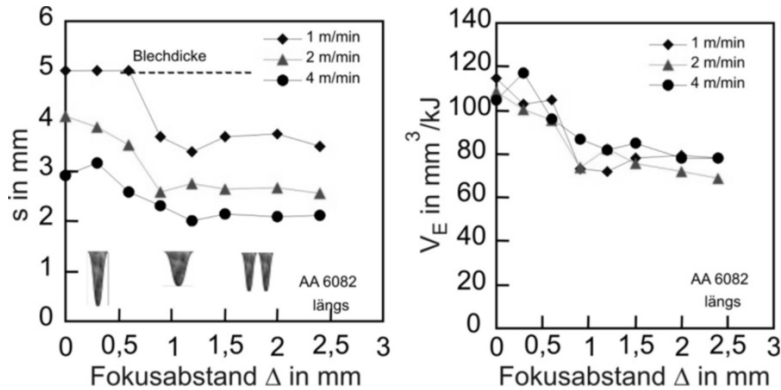


Bild 9.55 Schweißtiefe und energiespezifisches Schmelzevolumen mit der Doppelfokustechnik in Längsanordnung (Auswertung von Aufnahmen der Kapillaröffnung und Nahtquerschliffen) [420]; $P = 2 + 2$ kW, $d_f = 0,3$ mm.

letzteren Fall ein breiteres und längeres Schmelzebad mit niedrigeren Geschwindigkeiten erbrachten, und die Hinweise in [434] und [447] aufgreifend, wurde das Potential der Doppelfokustechnik zur Eindämmung von Humping eingehend untersucht. Dazu wurde in [311] u.a. gezeigt, dass bei Einschweißungen in Edelstahl mit 7 kW Leistung (10,6 μ m Wellenlänge, 3,5 kW je Strahl) und optimiertem Fokusabstand die Geschwindigkeit, ab welcher Humping einsetzt, von 18 m/min auf 28 m/min (bei nur leicht veränderter Einschweißtiefe) gesteigert werden konnte.

Am häufigsten wird diese Technik jedoch zur Unterbindung von Poren- und Spritzerbildung eingesetzt [295], [419], [420], [451], [449], [452], [450], [453]. Als Beispiel der Porenreduktion und dabei auftretenden weiteren Änderungen des Prozessergebnisses seien Bild 9.54 und Bild 9.55 gezeigt. Bei diesen Prozessparametern bleibt die Kapillargeometrie bis zu einem Fokusabstand von 0,3 mm praktisch unverändert, während bei 0,6 mm – dem in diesem Fall optimalen Wert – die Kapillaröffnung in Längsrichtung zugenommen hat [420]. Somit kann der Metalldampf ungehindert ausströmen, und gleichzeitig wird die rückwärtige Kapillarwand (noch) von Laserstrahlung beaufschlagt, was durch den Rückstoßdruck des dort verdampfenden Materials die Schmelzewand stabilisiert. Mit wachsendem Abstand beginnen sich zwei getrennte Kapillaren zu bilden, die Porenhäufigkeit nimmt wieder zu, und sowohl die Einschweißtiefe als auch die Prozesseffizienz nehmen ab; für einen Fokusabstand von $\geq 1,5$ mm, bei zwei separaten Kapillaren, bleiben die Einschweißtiefe s und das energiespezifische Volumen V_E konstant (solange, wie die zweite sich noch im gemeinsamen Schmelzebad befindet).

Die vorteilhafte Auswirkung dieser Technik für das Schweißen von Bauteilen aus Aluminiumdruckguss, in denen eine herstellungsbedingte hohe Konzentration von Wasserstoff zu erheblicher Porosität der Schweißnaht führt, wird in [454] und [451] berichtet.

Wie mittels Doppelfokus die Spritzerentstehung beeinflussbar ist, wird in [450] mittels der Kombination von Scheiben- ($d_f \approx 0,28$ mm, $P = 1.5$ kW) und Diodenlaser (elliptischer Brennfleck 2,5 mm x 1,8 mm, $P = 1.2$ kW) an Durchschweißungen in Edelstahl ($s = 2$ mm) untersucht: Referenzmessungen mit nur einem Strahl im Geschwindigkeitsbereich zwischen 7

und 19 m/min zeigen praktisch dieselbe Abhängigkeit des Masseverlusts von v wie die in Bild 9.50 (ein kleiner Anteil davon ist hier zufolge auch des Spritzerflugs aus der Kapillare in Richtung der Laserstrahlausbreitung). Mit Zuschalten des Diodenlaserstrahls wird ein deutlich breiteres Schmelzebad erzeugt, insbesondere im oberen Querschnittsbereich. Als Folge der dadurch geringer gewordenen Schmelzegeschwindigkeit nimmt die kinetische Energie der Schmelze ab, was die Spritzerentstehung erschwert (siehe hierzu die Anmerkungen in Abschnitt 9.7.1.1); insbesondere im Geschwindigkeitsbereich, wo der höchste Masseverlust auftritt, wird bei der koaxialen Überlagerung der beiden Laserstrahlen ein erheblicher Rückgang festgestellt [450].

9.8.1.2 Koaxiale Strahlaufteilung

Eine elegante Technik zur Gestaltung unterschiedlicher rotationssymmetrischer Intensitätsverteilungen stellt die Doppelmantelfaser dar [455], [456]. Der vom (Scheiben-)Laser kommende Strahl passiert einen Strahlteiler und wird danach in eine Führungsfaser gekoppelt, welche aus einem Kern besteht, der zweifach ummantelt ist. Durch Verschieben des Strahlteilers können die Leistungsanteile der im Kern und in dem ersten, diesen umgebenden Mantel geführten Laserstrahlung jeweils zwischen 0% und 100% eingestellt werden. Die Fokussierung des aus der Faser austretenden Strahls erzeugt eine vom Verhältnis der beiden Strahlanteile geprägte rotationssymmetrische Intensitätsverteilung; z.B. mit einer hohen Intensität im Zentrum, umgeben von einem ringförmigen Bereich mit geringerer Intensität, wozu im Kern deutlich mehr Leistung transportiert wird.

Die physikalische Auswirkung auf den Schweißprozess - wiewohl im Detail nicht dargestellt - ist letztlich die gleiche wie die der Doppelfokustechnik, zudem mit einer direkteren Beeinflussung auch der Kapillarfont (als Folge der gestaltbaren Verteilung der Bestrahlungsstärke). Eine vorteilhafte Anwendung dieser Technik besteht in einer erheblichen Reduktion der Spritzerbildung [455], [456]. Bedeutsam ist insbesondere auch, dass sich damit ein Geschwindigkeitsbereich bei gleichzeitig hoher Nahtqualität (sowohl bei Eisen als auch bei Kupferwerkstoffen) erschließen lässt, der im Vergleich zum Schweißen ohne diese Art der Strahlformung das Doppelte betragen kann [457].

9.8.2 Modifikation des Kräftegleichgewichts mittels elektromagnetischer Volumenkräfte

Zielsetzungen der nachfolgend vorgestellten Ansätze sind die Erhöhung der Prozessstabilität [77], ein direkter Eingriff in die Nahtformung [458], [459] sowie eine homogenere Verteilung von (Zusatz-)Elementen im Schmelzebad [346] infolge des Wirksamwerdens elektromagnetischer Volumenkräfte. Sie entstehen in der Wechselwirkung $\vec{j} \times \vec{B}$ von in der Schmelze herrschender Stromdichte \vec{j} und Magnetfeldstärke \vec{B} . Ihre Wirkung entspricht der eines Druckgradienten und äußert sich demzufolge als Änderung der Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im Fluid. Die erforderlichen Stromdichten entstammen Quellen, die in Laserstrahlschweißprozessen intrinsisch vorhanden sind (z. B. thermisch-elektrische [77], [458], [459], [460]), von externen Stromquellen oder werden in der elektrisch leitfähigen Schmelze durch äußere Magnetfelder induziert [461], [462], [463]. Die Magnetfelder können entweder durch externe Magnete erzeugt werden oder sie entstehen in Selbstinduktion infolge eines durch das Schmelzebad geleiteten Stroms. Das Besondere dieser Methoden ist, dass die Erzeugung der Kräfte *ohne zusätzliche thermische Energiedeposition* und Belastung des Bauteils stattfindet.

Erste Untersuchungen anhand von Einschweißungen wie auch spätere bei Durchschweißungen mit CO_2 -Lasern haben erbracht, dass allein durch Anlegen eines externen Magnetfelds sowohl eine deutliche Verbesserung der Prozessstabilität als auch eine gezielte Nahtformung möglich sind. So konnte beispielsweise das bei einer Vorschubgeschwindigkeit von 16 m/min ($P = 7$ kW, $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$, $d_f = 0,6$ mm, S640N) voll entwickelte Humping zur Gänze unterdrückt werden [77], siehe Bild 9.56. Arbeiten bei ähnlichen Prozessbedingungen mit Nd:YAG-Lasern haben diese Effekte nicht gezeigt. Erst in jüngeren Studien konnte der Nachweis erbracht werden, dass für das Wirksamwerden eines ausreichend hohen intrinsischen Stroms ein laserinduziertes Plasma oberhalb des Schmelzebads Voraussetzung ist [464], [465]. Nicht so deutlich ausgeprägt wie bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ konnte jedoch, ebenfalls ohne externe Stromquelle und wie in [77] mit statischem Magnetfeld, mit einem Scheibenlaser laut [462] die Nahtquerschnittsform von Einschweißungen in AlMg3 gezielt verändert werden.

Als besonders effizient im Sinne der angestrebten Ziele hat sich die Anwendung externer Quellen für die Erzeugung von Stromdichte und Magnetfeld erwiesen. Besonders anschaulich wurden die Wirkungen solcherart erzeugter elektromagnetischer Kräfte in den Arbeiten [458], [459], [464], [465] offengelegt. Beispielsweise mittels Umpolung der Stromrichtung konnte in [458] eine Kraftwirkung entweder in oder entgegen der Vorschubrichtung des Werkstücks erreicht werden. Im ersten Fall erfährt die Schmelze eine gegen das Badende gerichtete Kraft, welche einem „Zuschwappen“ der Dampfkapillare entgegenwirkt, sodass bei den Einschweißungen in der AA6xxx-Legierung porenfreie Nähte entstanden, deren Obertrauben jedoch sehr rau waren, siehe Bild 9.57 (links). Im anderen Fall (rechts im Bild) wird die Schmelze nach

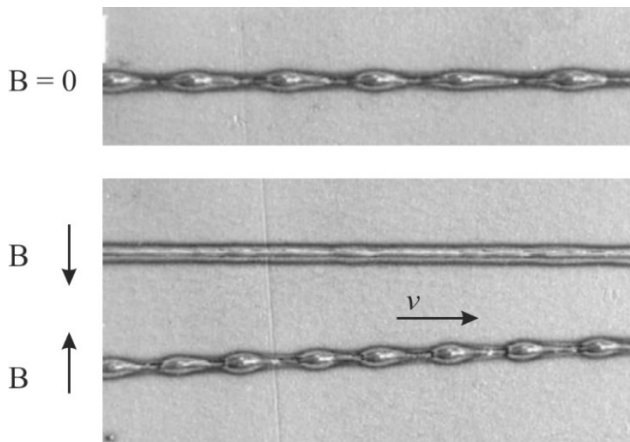


Bild 9.56 Die obere Spur zeigt das Humping beim Schweißen von StE 650 (bzw. neu S650N) mit 7 kW CO_2 -Laserleistung, einer Vorschubgeschwindigkeit von 16 m/min bei $d_f = 0,6$ mm. Anhand der Spur in der Mitte ($B \downarrow$) wird demonstriert, wie das Humping mit nach unten in das Blech gerichteten elektromagnetischen Volumenkräften durch Anlegen eines Magnetfeldes mit $B = 0,3$ T unter Ausnutzung der intrinsisch im Schweißprozess vorhandenen Stromdichte unterdrückt werden kann. Diese Verbesserung tritt nicht ein, wenn das Magnetfeld so orientiert ist, dass die Volumenkräfte in der Schmelze nach oben zeigen (untere Spur, $B \uparrow$); v gibt die Vorschubrichtung des Bleches gegenüber dem Laserstrahl an. Nach [77].

vorn gedrückt, was zu starker Porenbildung, aber sehr glatten Oberräumen führte. Typische Ergebnisse einer anderen Anordnung, hier wurde bei Durchschweißungen die Magnetfeldrichtung verändert [465], sind in Bild 9.58 wiedergegeben, worin das Senken oder Heben der Schmelze deutlich wird. Letzterer Effekt findet Interesse als wirksame Methode der Badstützung [466], [463].

Eine sehr wirksame Badstützung wurde mit Hilfe eines magnetischen Wechselfeldes, das die erforderliche Stromdichte im Schmelzebad induziert, demonstriert [466]. In Stumpfnahtschweißungen an bis zu 20 mm Stahlblechen konnte die Schmelze noch deutlich angehoben werden. Diese Methode erlaubt somit ein bisher nicht mögliches Laserstrahlschweißen in Überkopflage.

Eine besonders einfache wie effiziente Methode der Nahtformgestaltung ist die Nutzung eigenmagnetischer Kräfte [465], [467], [468]. Wird der externe Strom mittels einer Wolframelektrode oder eines Zusatzdrahts (dessen Verwendung aus metallurgischen Gründen häufig erforderlich ist [346]) vor der Dampfkapillare in das Werkstück geleitet, ergibt sich eine divergierende Stromdichteverteilung, die zusammen mit dem selbstinduzierten Magnetfeld Kräfte im Schmelzebad hervorruft, die in Richtung der Nahtwurzel weisen, Bild 9.59 li. Dadurch wird Schmelze in die Tiefe gelenkt, was mit einem entsprechenden Energietransport verknüpft ist und eine sehr viel tiefere und schlankere Naht entstehen lässt, Bild 9.59 re. Ihre Form und der Umstand, dass bei einem gemessenen Spannungsabfall von weniger als 0,1 V der zusätzliche Energieeintrag vernachlässigbar ist, belegen den rein mechanischen Effekt über die selbstinduzierte Kraft. Dieser Effekt tritt bei Anwendung sowohl von CO₂- als auch von Lasern mit Wellenlängen um 1 µm auf.

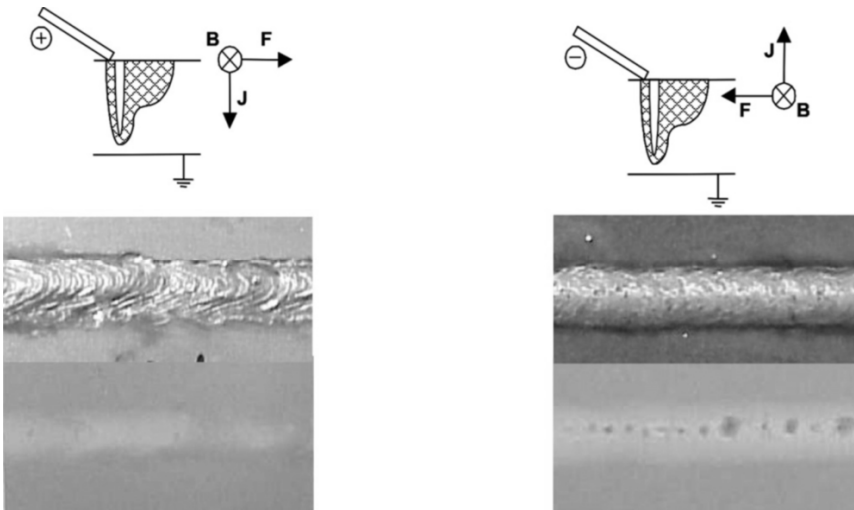


Bild 9.57 Auswirkungen unterschiedlich orientierter elektromagnetischer Volumenkräfte auf die Nahtoberraupe und die Prozessporenbildung; AA6xxx, Nd:YAG-Laser, 4 kW, $v = 3,6$ m/min, Stromzufuhr über Zusatzdraht AlSi12, $I = 30$ A, $B = 0,4$ T, He. Skizziert sind die jeweiligen Hauptrichtungen von Strom, Magnetfeld und resultierender Kraft, nach [458].

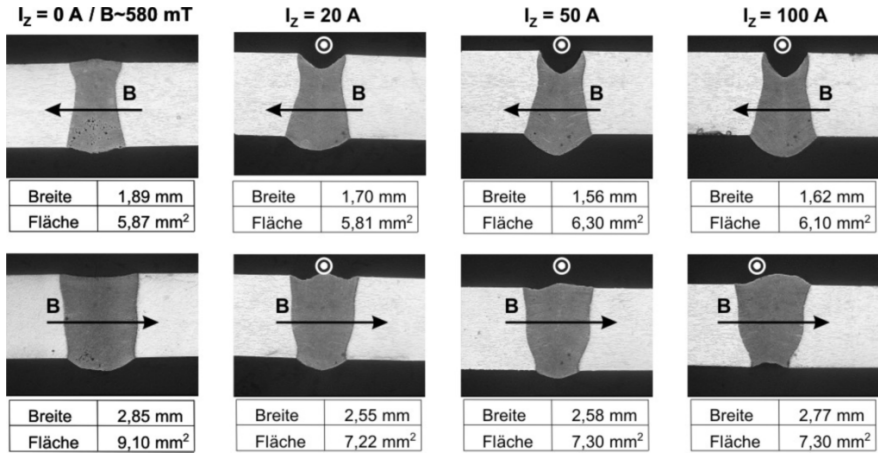


Bild 9.58 Senken und Heben eines Schmelzbeds in Wannenlage bei Durchschweißungen mit CO₂-Laser; 3,7 kW, 4 m/min, AA6xxx. Der von außen eingebrachte Strom fließt längs der Naht. Die Nahtquerschnitte für $I = 0$ lassen ein Wirksamwerden des intrinsischen Stroms erkennen. Nach [465].

Elektromagnetische Volumenkräfte als rein mechanische Eingriffsmöglichkeit in die Schmelzbadynamik (ohne zusätzliche Einbringung von thermischer Energie!) lassen sich also – wie oben kurz geschildert und in der angeführten Literatur ausführlich dokumentiert – auf vielfältige technische Weise realisieren und nutzen. Damit erzielbare positive Einflussnahmen auf das Prozessgeschehen und das Prozessergebnis umfassen

- die Behinderung des Humpingvorgangs und damit eine deutliche Erhöhung der noch „humpingfrei“ möglichen Schweißgeschwindigkeit,
- die Unterdrückung der Prozessporenentstehung bei Aluminiumlegierungen,

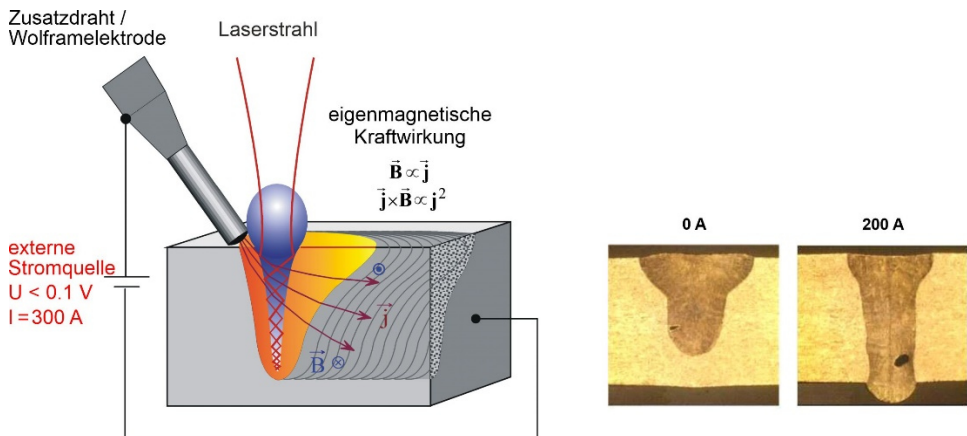


Bild 9.59 Links: Erzeugung eigenmagnetischer Volumenkräfte im Schmelzbad. Rechts: Veränderung infolge eigenmagnetischer Volumenkräfte nach [469], [465]; CO₂-Laser, 3,7 kW, 2 m/min, Al 99,5.

- die Nahtformung, welche Aspekte der Querschnittsform, der Einschweißtiefe, der Oberraupentopographie und der Heißrissminderung mit einschließt,
- die Badunterstützung bis hin zur Möglichkeit des Überkopfschweißens und schließlich
- die intensive Durchmischung des Schmelzguts mit durch den Zusatzdraht eingebrachten Legierungselementen.

9.9 Laserstrahlschweißen transparenter Werkstoffe

In den vorangehenden Abschnitten wurde das laserbasierte Schweißen anhand des Fügens metallischer Bauteile diskutiert, seiner bei weitem häufigsten Anwendung. Auf dieselbe Weise und prinzipiell denselben physikalischen Gesetzmäßigkeiten unterliegend können auch Bauteile aus dielektrischen Werkstoffen, wie insbesondere Glas, geschweißt werden, wenn Laserstrahlung eingesetzt wird, die darin absorbiert wird. So können mit CO₂-Lasern Glasteile sowohl im Modus des Wärmeleitungsschweißens als auch mittels Tiefschweißen gefügt werden [470], [471]. Mit den üblicherweise zum Schweißen metallischer Bauteile eingesetzten cw Scheiben- und Faserlaser ist dies nicht möglich, weil Gläser bei einer Wellenlänge um ca. 1 µm (und im sichtbaren Spektralbereich) transparent sind. Dies ändert sich aber, wenn in diesem Spektralbereich *ultrakurz gepulste* Strahlung in Glas – oder sonst ein bei moderater Bestrahlungsstärke noch transparentes Material – fokussiert wird. Aufgrund der dabei auftretenden hohen Bestrahlungsstärken im Bereich der Strahltaile können durch Multiphotonenabsorption Elektronen vom Valenzband eines Dielektrikums in das Leitungsband angehoben werden, dort durch inverse Bremsstrahlung weiter Energie aus dem Strahlungsfeld absorbieren und in der Folge durch Stoßprozesse weitere Elektronen vom Valenz- und das Leitungsband anheben, was zu einer lawinenartigen, in der Fachsprache als „avalanche ionization“ bezeichnete Anregung von Elektronen führt [472].

Diesen Mechanismus ausnutzend wird in [473] berichtet, wie mittels Pulsen mit einer Dauer von 0,95 ps, einer Energie von 0,8 µJ bei einer mittleren Leistung von 400 mW und einer Wellenlänge von 1,558 µm eines Erbium-Faserlasers Proben sowohl aus Nicht-Alkali Aluminiumsilikatglas als auch zwischen Glas und Silizium (welches bei der verwendeten Wellenlänge bei niedrigen Bestrahlungsstärken ebenfalls transparent ist) im Überlappstoß geschweißt wurden. Da die Bestrahlungsstärke nur im Bereich der Strahltaile hoch genug ist, um den nichtlinearen Absorptionsprozess in Gang zu setzen, konnten die etwa 25 µm hohen Schweißnähte in der Fügeebene zwischen den 0,7 mm dicken Proben (und somit also unterhalb der bestrahlten Probeneroberfläche) erzeugt werden. Das Fügen artfremder transparenter Proben aus Borosilikatglas und Quarzglas wird in [474] vorgestellt. Mit 85 fs langen Pulsen bei einer Wellenlänge von 800 nm, 1 kHz Repetitionsrate und einer Pulsenergie von 1 µJ wurden 30 µm hohe Schweißnähte erzeugt, um den Spalt zwischen den 0,7 mm dicken Proben im Überlappstoß zu überbrücken.

Die eng begrenzte Lokalisierung des Volumens um die Strahltaile der stark fokussierten Strahlen, in dem die Bestrahlungsstärke für die nichtlineare Absorption ausreicht, bietet einerseits den Vorteil, dass die Schweißnähte, wie oben erwähnt, im Volumen unterhalb der bestrahlten Probeneroberflächen erzeugt werden können, beschränkt aber andererseits die Höhe der erzeugten Schweißnähte. Letzteres bedeutet in der Praxis, dass die Positionierung der Naht relativ zur

Fügeebene zwischen zwei im Überlappstoß geschweißten Proben mit hoher Genauigkeit eingestellt werden muss. In [475] wird gezeigt, dass die beim Schweißen von Quarzglas immer und in Alkali-Aluminiumsilikatglas oft an der oberen und unteren Nahtbegrenzung entstehenden mikroskopischen Hohlraumstrukturen mittels optischer Kohärenztomographie gut detektierbar sind und damit die Nahtposition potentiell auch während des Prozesses gemessen und korrigiert werden kann. Geschweißt wurde hier mit einem Scheibenlaser-Verstärkersystem bei einer Wellenlänge von 1030 nm, mit Pulszügen – sogenannten „Bursts“ – von jeweils 8 Pulsen mit je einer Dauer von 300 fs. Der Abstand zwischen den Pulsen im Pulszug betrug 20 ns, die Repetitionsrate der Pulszüge wurde zwischen 125 kHz und 500 kHz variiert. Bei Energien pro Pulszug zwischen 10 und 40 μJ wurden Blindschweißungen mit Vorschüben zwischen 2 und 10 mm/s durchgeführt.

Die Struktur und die Qualität der so erzeugten Nähte werden durch die genannten Parameter beeinflusst. Eine detaillierte Analyse mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zeigt, dass zwischen verschiedene Prozessregimen unterschieden werden kann [476]. Zunächst wird festgestellt, dass der nichtlineare Absorptionsprozess am Ort des Strahlfokus einsetzt und sich von dort entgegen der Richtung des einfallenden Strahles fortsetzt, weil das gezündete Plasma den Laserstrahl überwiegend auf der bestrahlten Seite absorbiert. Die eigentliche WWZ, in der die Absorption stattfindet, ist von einem größeren Volumen geschmolzenen Materials umgeben, welches sich mit der WWZ dem Strahl entgegenbewegt. Der Prozess bricht dort ab, wo die Bestrahlungsstärke im stark divergenten Strahl nicht mehr ausreicht, um das Plasma aufrechtzuerhalten, worauf sich in Fokus des Strahles ein neues Plasma bilden kann. Auf diese Weise werden bei entsprechender Einstellung der Prozessparameter entlang der Schweißnaht sich überlappende Modifikationen aus geschmolzenem und wiedererstartem Glas erzeugt. Wenn diese Absorption im Plasma und die Abschwächung des Strahls durch Streuung oder Brechung in der WWZ hoch ist, kann immer nur ein solche Zone auf einmal existieren. Reicht die durch eine erste WWZ hindurchtretende Strahlung aus, um näher am Fokus dahinter ein weiteres Plasma zu initiieren, können auch mehrere WWZ gleichzeitig existieren.

In Abhängigkeit der zwischen 5 und 40 μJ variierten Energie pro Pulszug und zwischen 5 und 40 mm/s variiertem Vorschub bei einer Repetitionsrate der Pulszüge von 250 kHz und ansonsten gleichen Laserparametern wie oben zu [475] angegeben, werden in [476] für Quarzglas 4 verschiedene Prozessregime definiert:

- Bei niedriger Energie pro Pulszug (bis 10 μJ) und geringer Vorschubgeschwindigkeit von 5 mm/s werden periodisch *Gruppen* von Glasmodifikationsvolumen gebildet, immer ein großes Volumen gefolgt von bis zu 10 kleineren, die durch z.T. gleichzeitig existierenden WWZ gebildet werden. Die einzelnen Gruppen entstehen zeitlich getrennt voneinander.
- Wird bei der geringsten Energie von 5 μJ pro Pulszug die Vorschubgeschwindigkeit auf 10 mm/s oder mehr erhöht, werden *diskrete*, zeitlich voneinander getrennt entstehende Modifikationsvolumen gebildet, die sich aber räumlich überlappen.
- Bei 10 μJ und Vorschüben von 10 mm/s und höher entstehen die einzelnen Modifikationen zeitlich unmittelbar *aneinanderhängend*.
- Bei Energien vom mehr als 10 μJ entstanden bei allen untersuchten Vorschubgeschwindigkeiten zwischen größeren Modifikationsvolumen *dazwischenliegende* kleinere, die stets gleichzeitig gebildet werden.

Bei ähnlichen Prozessparametern wurde in Alkali-Aluminiumsilikatgal kein Regime festgestellt, in welchem die Modifikationsvolumen eines nach dem anderen gebildet werden. Selbst bei den niedrigsten untersuchten Energien existierten stets mindestens zwei WWZ gleichzeitig und bildeten damit simultan zwei Modifikationsvolumen. Mit Steigerung der Energie pro Pulszug wechselt dieses Regime zu jenem mit regelmäßig großen und dazwischenliegend kleineren Modifikationsvolumen; der Wechsel erfolgt mit höherer Vorschubgeschwindigkeit bei umso höherer Pulszugenergie.

Da unregelmäßig geformte Schweißnähte hohen lokalen Spannungsvariationen unterliegen und zu Rissen neigen, ist aus prozesstechnischer Sicht ein möglichst regelmäßig und kontrolliert ablaufender Prozess zu bevorzugen. In [477] wird gezeigt, dass dies selbst bei noch höherer Pulszugenergie von 80 μJ durch eine sinusförmige Modulation der mittleren Leistung der Züge von ultrakurzen Pulsen und/oder mittels Einsatz eines Bessel-ähnlichen Strahls sichergestellt werden kann.

Auch wenn das Glasschweißen mittels ultrakurzer Laserpulse im Vergleich zum cw Laserstrahlschweißen von metallischen Fügepartnern eine vergleichsweise junge Technologie ist, wird sie bereits in einer Vielzahl unterschiedlichster Anwendungsgebiete eingesetzt. Diese reichen von der Elektronikindustrie über die Medizintechnik [478] bis hin zur Fertigung hochwertiger optischer Komponenten für Hochleistungslaser [479], [480].

9.10 Zusammenfassung von Kapitel 9

- Mit steigender Laserleistung aber ansonsten festgehaltenen Prozessparametern erfolgt bei einem durch P/d_w gut beschreibbarem Bereich, Schwelle genannt, eine abrupte Änderung der Prozesscharakteristik vom Modus des Wärmeleitungs- zu dem des Tiefschweißens.
- Der aus Wärmeleitungsüberlegungen ableitbare Schwellwert P/d_w verknüpft für den Schweißprozess wählbare Laserstrahleigenschaften wie Leistung, Strahlgeometrie und durch Strahlqualität und Fokussierzahl bestimmte Strahlabmessung mit der Vorschubgeschwindigkeit und Stoffwerten (in Pe zusammengefasst) einschließlich des wellenlängenabhängigen Absorptionsgrads.
- Da der an der Schwelle von Absorptionsgrad und d_w bestimmte Sprung der Einschweißtiefe mit zunehmendem Durchmesser größer wird, sind gut fokussierbare Laserstrahlen erforderlich, wenn in dünnen Werkstücken im Modus des Tiefschweißens keine Durchschweißung erfolgen soll.
- Die Energieeinkopplung in die Kapillarwand erfolgt mittels Fresnelabsorption und bei CO_2 -Lasern zudem durch den Wärmeübergang vom heißen, in der Kapillare entstandenen Metaldampfplasma.
- Mehrfachreflexionen führen zu einer Umverteilung der eingestrahelten Intensitätsverteilung und gleichzeitig zu einem durch den Einkoppelgrad bestimmten höheren Anteil absorbierte Leistung im Vergleich zu dem bei einmaligem Auftreffen der Strahlung, welcher sich aus dem Absorptionsgrad ergibt.
- Die Kapillargeometrie selbst stellt sich in Abhängigkeit der Geometrie des fokussierten Laserstrahls (d_f, z_R), der Fokusslage Δz_f , der Leistung P und insbesondere der Schweißgeschwindigkeit v ein.

- Mit größer werdendem v und d_w , konzentriert sich die Energieeinkopplung zunehmend auf der Front.
- Sogenannte gleitende Stufen an der Kapillarfront führen dort zu lokal erhöhter Energieeinkopplung und Verdampfung und bewirken somit eine Kraftwirkung auf den Schmelzefilm in Richtung Kapillargrund.
- Die durch die Umströmung der Kapillare bedingte Schmelzgeschwindigkeit, die in Abhängigkeit von Kapillardurchmesser und Schweißgeschwindigkeit sehr viel höher also diese sein kann, ist eine wesentliche Komponente des Strömungsfelds im Schmelzebad und dessen Stabilitätsverhaltens.
- Der material- und temperaturabhängige Koeffizient der Oberflächenspannung ist von Bedeutung für das Druckgleichgewicht an der Kapillarwand wie auch für das Induzieren oberflächennaher Strömungen, die den konvektiven Energietransport beeinflussen und damit auch die Nahtgeometrie.
- Dampf- wie Plasmaströmungen in der Kapillare übertragen einen Teil ihres Impulses auf die umgebende Schmelze.
- Wie sich diese Krafteinwirkungen äußern, hängt insbesondere von der Kapillargeometrie ab. Bei schlanken, näherungsweise zylindrischen Formen, in denen eine weitgehend axial gerichtete Dampf- bzw. Plasmaströmung existiert, überwiegen Reibungseffekte, welche die die Kapillare umgebende Schmelze entgegen der Laserstrahlrichtung beschleunigen. Liegt hingegen eine Geometrie mit deutlicher Frontneigung und vor allem entgegen der Schweißrichtung verlängertem Querschnitt vor, so trifft die Gasströmung auf die Kapillarrückwand und übt dort ebenfalls eine Kraft aus.
- Durch Plasma- oder Metaldampfströmungen oberhalb der Wechselwirkungszone verursachte, in Raum und Zeit variierende Änderungen des Brechungsindex sowie Streueffekte an sich dort bildenden Clustern beeinflussen die Laserstrahlpropagation durch dieses Gebiet. Als Folge davon ändert sich Strahldurchmesser und -position am Werkstück, und die sich deshalb auch in der Kapillare zeitlich und räumlich ändernde Energieeinkopplung trägt wesentlich zur Anfachung von instationären Vorgängen bei.
- Geeignete Schutzgasmischung und -zufuhr beim Schweißen mit CO₂-Lasern und Absaugung der Schweißdämpfe bei Lasern der Wellenlänge um 1 μm reduzieren die vorstehend aufgeführten nachteiligen Effekte.
- Das Prozessergebnis – Nahtquerschnittsform, Schweißtiefe, charakteristische Breite – wird im Wesentlichen von Laserleistung, Fokusdurchmesser und -lage, Strahlparameterprodukt, Schweißgeschwindigkeit sowie Materialeigenschaften (Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität, latente Wärmen, Absorptionsgrad) bestimmt.
- Die Wellenlänge des Lasers hat auf das Prozessergebnis keine sehr bedeutsame Auswirkung. Bei vergleichbarer Strahlgeometrie am Werkstück erbringen bei hohen Geschwindigkeiten die kürzeren Wellenlängen von Scheiben- und Faserlasern etwas größere Schweißtiefen als CO₂-Laser.
- Die Streckenenergie P/v ist zwar kein rigoros gültiger Skalierungsparameter für die Nahtquerschnittsfläche, doch geeignet, den Prozesswirkungsgrad unmittelbar zu veranschaulichen und zu erwartende Daten in erster Näherung zu extrapolieren.
- Wenn die Summe aus Wärmeverteilungsleistung und Wärmeleitungsverluste im Vergleich zur absorbierten Leistung vernachlässigbar klein sind, darf $F \propto \eta_A P/v - (P_{wV} + P_V)/v$

9 Schweißen

als Orientierungshilfe durch $F \propto P/v$ und $F \propto v^l$, also bei $P = \text{const.}$ durch einen hyperbolischen Zusammenhang, genähert werden.

- Im Modus des Tiefschweißens, gekennzeichnet durch $s/d_w > 2$ bei Stahl und $s/d_w > 4$ bei Aluminiumlegierungen, stellt sich ein von Variationen der Geschwindigkeit, der Leistung, der Wellenlänge, des Strahlparameterprodukts und des Brennfleckdurchmessers kaum beeinflusster Wert des Prozesswirkungsgrads bzw. des energiespezifischen Volumens ein; sein Betrag wird im Wesentlichen vom Material bestimmt.
- In manchen Parameterbereichen auftretende Schmelzespritzer und -auswürfe sind qualitätsmindernde Folgen instationärer fluidmechanischer Vorgänge vor allem im Bereich der Kapillarrückwand. Die sie anfachenden Impulse entstammen insbesondere der Schmelzedynamik der Umströmung, der Wirkung gleitender Stufen und Dampf- bzw. Plasmaströmungen.
- Die bei vorgegebener Leistung und festgelegtem Strahldurchmesser nutzbare maximale Schweißgeschwindigkeit wird durch das im Schmelzebad stromab der Energieeinkopplung auftretende Humping begrenzt.
- An konkrete Aufgabenstellungen angepasste Parameterwahl wie auch an bestimmten Anforderungen orientierte Modifikationen des Prozesses ermöglichen Erweiterungen der Prozessfenster und Qualitätsverbesserungen.
- Beim Schweißen dielektrischer Materialien mit Strahlung bei einer Wellenlänge, für die das Material bei niedriger Bestrahlungsstärke transparent ist, erfolgt die Absorption über nichtlineare Prozesse mittels Multiphotonenabsorption und Avalanche-Ionisation.
- Die dafür erforderlichen sehr hohen Bestrahlungsstärken werden durch stark fokussierte, ultrakurz gepulste Laserstrahlen erzeugt.