BSc szakdolgozat

Ragasztószalagok letépésének dinamikája: sebességfüggés és instabilitás

Készítette: Máté Mihály, Fizika BSc III.

Témavezető: Nguyen Quang Chinh, egyetemi docens

Eötvös Loránd Tudományegyetem

Anyagfizikai Tanszék

Budapest, 2015. május

Kivonat

A szakdolgozatom témáját a hétköznapi ragasztószalagok érdekes letépődési viselkedése adja. Szőrtelenítéskor a kozmetikus a gyantát hirtelen tépi le, viszont a sebtapaszt már lassan húzzuk le a bőrről. Az egyik, illetve a másik esetben is nagyon fontos a letépési sebesség az elérhető hatás szempontjából. Szintén érdekes jelenség egyes ragasztószalagoknál, hogy a szalag egyenletes sebességű letépése – bizonyos sebességtartományban – igen nehezen fenntartható. Ilyenkor a letépődési folyamat inkább szaggatottan – instabil módon – történik, a szalag kontrollálatlanul kisebb és nagyobb sebességgel letépődik. E széleskörűen tanulmányozott, ugráló folyamattal egyidejűleg jellegzetes hanghatást figyelhetünk meg, valamint a szalag felületén csíkozás is megjelenik.

A munkám során különböző ragasztószalagok esetében, széles tépősebesség-tartományban tanulmányoztam a letépődési folyamatot, az állandó (v) sebességgel történő letépődéshez szükséges (F) erőt, illetve az $F - v$ összefüggést széles hőmérsékleti skálán. Méréseim eredményei azt mutatják, hogy lassú tépéseknél az F erő értéke nagyon erősen függ a tépési sebességektől, ami azzal magyarázható, hogy ebben az esetben a folyamatot a ragacsos töltőanyag viszkózus folyása határozza meg, melynek mértékét erősen befolyásolja a termikus aktiválás. A gyors letépéseknél mérhető erő már kevésbé függ a sebességtől, telítésbe megy. Ebben az esetben az F erő értékét feltehetően az erős belső súrlódás miatt merev testként viselkedő töltőanyag és a rugalmas szalag deformációja határozza meg. Instabil letépődés esetén az $F - v$ függvénynek maximuma van, aminek az értéke – nem várt módon – nagyobb, mint a felületek közti adhéziós erő. Kimutatható, hogy a maximumot követő negatív meredekségű – növekvő sebességhez csökkenő erőt író – szakasz felelős a letépési instabilitásért.

A kísérletileg kapott $F - v$ függvény alakját az anyagban lezajló folyamatok modellezésével megkísérlem leírni, valamint a megfigyelt kísérőjelenségeket az ily módon felállított konstitutív egyenlet segítségével értelmezem. Végül, a konstruált modellt felhasználva, numerikusan szimulálom a letépés kísérletét különböző paraméterek mellett. Ezen eredmények jó egyezést mutatnak a tapasztaltakkal.

Tartalomjegyzék

A főbb mérési adatsorok, a numerikus szimulációk eredményei és ezek vizualizációi, valamint a dolgozatból kimaradt érdekes képek a `matemihaly.web.elte.hu` honlapon elérhetőek.

1. Bevezetés

Mindennapi életben és az iparban is szükségessé válhat két felület gyors és erős egymáshoz rögzítése. Lényeges, hogy mindez olcsó és különleges tárolást nem igénylő eszközzel valósuljon meg. Erre az egyik leggyakoribb megoldás a ragasztószalagok használata. Háztartásban *cellux*ként vagy *tixo*ként ismert termék sok célra használható, de léteznek adott igényre készült specifikus ragasztószalagok is, ilyen például az elektromos szigetelőszalag, vagy a gyógyászatban használt *Leukoplast*.

Számos tanulmány született a ragasztószalagok egy felületen való tapadásának tartósságáról, erősségéről [1,2]. Ezek fő célja a szalag leválasztásához szükséges erő meghatározása a különböző minőségű anyagok felületéről, így tájékoztatást ad az adott termék alkalmazhatósági köréről. Meglepő effektusról is beszámoltak a ragasztószalagok viselkedésében. Ugyanis bizonyos körülmények között, egy tekercs ragasztószalag letépődése során röntgen tartományba eső sugárzás detektálható az elválási vonal mentén, ami az úgynevezett tribolumineszcencia jelenségével magyarázható [3]. A gyakorlati felhasználás szempontjából is nagyon fontos ismerni a felület érdessége és a tapadás közti kapcsolatot, illetve a kohézió és adhézió szerepét a szalagok viselkedésében. Kiadtak például egy olyan tanulmányt, amelyben a ragasztóanyag henger alakú kis pórusokba történő bemélyedésével számolják a kötés energiáját, így következtetnek az érdes felületeken való tapadás erősségére [4]. A mindennapi használatban lévő ragasztószalagok egyszerűnek tűnő működésükben igen bonyolult kémiai és fizikai folyamatok mehetnek végbe. Dolgozatomban az alkalmazási felülettől függetlenül, csak magára a ragasztószalagok tekercsről való letépődésére jellemző fizikai folyamatokat vizsgálom.

Ismeretes jelenség egyes ragasztószalagoknál, hogy a szalag egyenletes sebességű letépése bizonyos sebességtartományban igen nehezen fenntartható. Ilyenkor a letépődési folyamat inkább szaggatottan – instabil módon – történik, a szalag kontrollálatlanul kisebb és nagyobb sebességgel tépődik le. Ezzel egyidejűleg jellegzetes csíkozás jelenik meg a szalag felületén [5], ráadásul ezt szintén karakterisztikus hang is kíséri [6].

Dolgozatom témáját e hétköznapi használati tárgy különös viselkedése adja. Munkám célja, hogy fizikus szemmel magyarázatot adjak a jelenségekre, és ahol lehet kvantitatíven értékeljem a lejátszódó folyamatokat. Összefoglalásként, egy modell és ennek szimulációinak segítségével egységesen tárgyalom a feltételezett mechanizmusokat.

2. Érdekes és motiváló megfigyelések

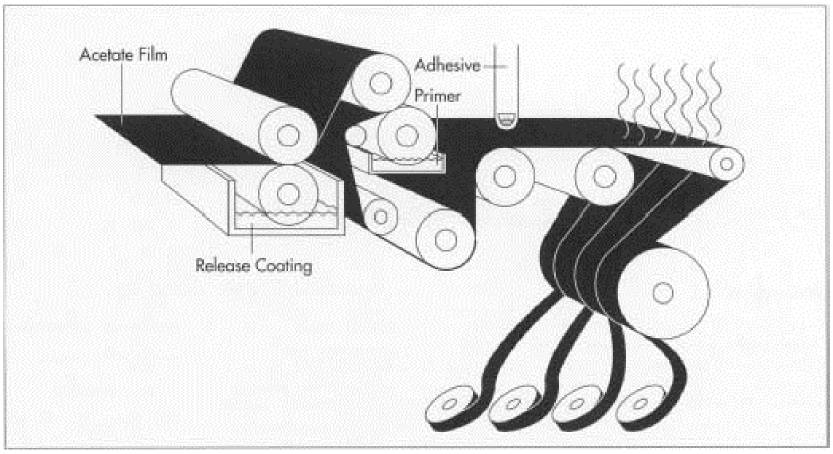
Ismeret, hogy a szalagon lévő ragadós anyag elég képlékeny ahhoz, hogy megtapadjon egy sima fémfelületen, vagy ujjunk barázdáin. Azonban a szilárd testekre jellemző viselkedést is mutat, hiszen nem folyik le a szalagról, sőt maradandóan kötést tud kialakítani a ragasztandó felülettel. Ezért érdemes vizsgálni a hasonló tulajdonságokkal bíró anyagokat is.

Szőrtelenítéskor a kozmetikus a gyantát hirtelen tépi le, viszont a sebtapaszt már lassan húzzuk le a bőrről. Az egyik, illetve a másik esetben is nagyon fontos a letépési sebesség az elérhető hatás szempontjából. A *Bevezetés*ben említett instabil letépődési folyamat is nagyon érzékeny a tépési sebességre. Szintén érdekes jelenséget mutat a *Gyurmalin*nak nevezett játék [7]. Érdekessége abban rejlik, hogy golyóvá gyúrva és földre ejtve körülbelül 80%-os ütközés számot mérhetünk, a kalapács is lepattan róla; viszont az asztallapra helyezve rövid időn belül szétfolyik. Fontos technikai alkalmazása is van az ilyen tulajdonságú anyagoknak. Egyes gépjárművekben két különböző tengely kapcsolását szilícium alapú polimert tartalmazó folyadékkal valósítják meg. Ugyanis amikor az egyik tengely nagy forgatónyomatékot fejt ki, a speciális folyadék látszólagos viszkozitása megugrik, így az képes az erőátvitelre [8].

Az előbbi esetekben az anyag viselkedése attól függött, hogy milyen gyorsan végezzük a deformációt és ezzel mekkora belső súrlódási erőket keltünk. Ezentúl tehát a szalag letépődési sebességének függvényében érdemes vizsgálódni, hiszen ez összefüggésbe hozható a folyamat során a szalagok közti sűrű, képlékeny anyagban ébredő nyíróerőkkel.

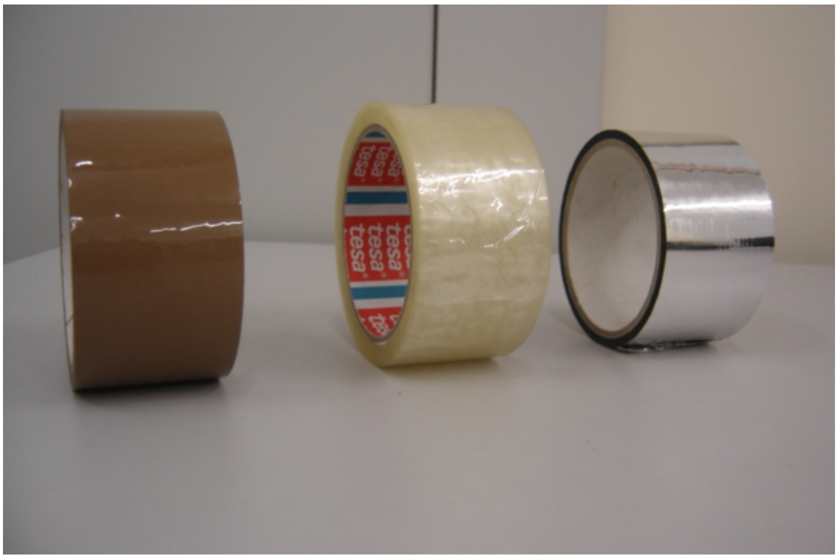
3. A vizsgált ragasztószalagok

Manapság számos módszer van két felület tartós egymáshoz rögzítésére. Léteznek például folyékony ragasztószerek, melyek az oldószer elpárolgása után szoros kötést alakítanak ki a kezelendő felülettel; vagy használhatunk ragasztópisztolyt, ami forró, olvadt anyaggal köti össze a tárgyakat. Esetünkben nyomásérzékeny ragasztóról (Pressure Sensitive Adhesive, PSA) beszélünk, ami egy hordozó felületből (textil, műanyag, papír) és a rá felvitt ragacsos töltőanyagból áll.



1. ábra. *A PSA ragasztószalagok gyártásának sémája [9]*

A PSA szalagok gyártási folyamatát sematikusan mutatja a 1. ábra. A legtöbbször poliészterből készült szalagra sűrű, szerves, viszkoelasztikus töltőanyagot visznek fel, ami a tárgyakhoz való tapadást fogja megvalósítani. A másik oldalát tapadásmentes anyaggal kezelik, így ez – alkalmazkodva a fogyasztói igényekhez – soha nem marad ragadós. Ez úgy érhető el, hogy a kezelő anyag és a ragasztóanyag közti adhéziós erő kisebb a magát a ragasztót összetartó kohéziós erőnél.



2. ábra. *A vizsgált ragasztószalagok: barna, sárga, ezüst*

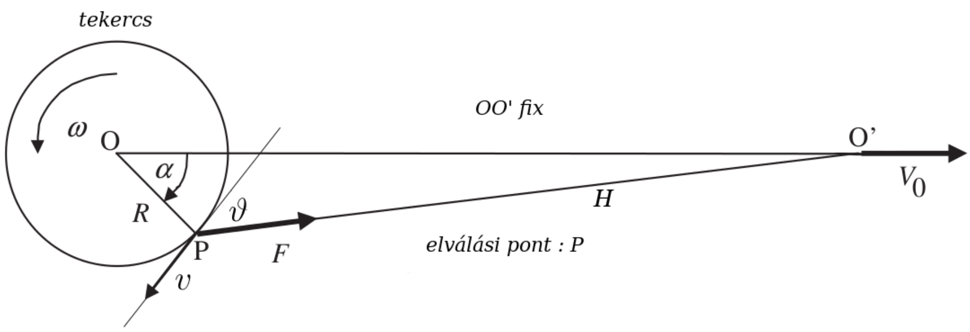
A szakdolgozati munkám során három tekercs boltban kapható, hétköznapi használatra gyártott ragasztószalagot vizsgáltam, melyek a 2. ábrán láthatóak. Mindegyik közel azonos tömegű, szélességű és sugarú. Az egyszerűség kedvéért a továbbiakban a színük alapján különböztetem meg őket. A *barna* és az *ezüst* 50 mm szélességűek, a *sáraga* viszont 48 mm.

4. Vizsgálati módszerek

4.1. Állandó sebességű húzás anyagvizsgáló (Material Testing System, MTS) berendezéssel

Alapvető tapasztalataink arra utalnak, hogy állandó (v) sebességgel történő letépődéshez szükséges (F) erő, illetve az $F - v$ összefüggés tanulmányozása adhat magyarázatot az érdekesnek vélt jelenségekre. Ezért célszerű olyan berendezést használni, amely állandó sebességgel tépi le a szalagot, eközben felveszi az ehhez szükséges erőt. Ezeket a méréseket *Material Testing System* (továbbiakban MTS) berendezéssel végeztük, amit széles körben alkalmaznak az anyagok mechanikai tulajdonságainak feltárására. A gép hidraulikus húzófejébe egy könnyen forgó dobot rögzítettünk, amire felhelyeztük a vizsgált szalagtekercset, a szalag végét pedig feltapasztottuk egy fémlapra, ami a gép nem mozgó részéhez volt fogatva. Az MTS gép használatában az Anyagfizikai Tanszék munkatársai voltak a segítségemre.

Számos instabil letépődést vizsgáló tanulmányban részben hasonló kísérleti elrendezés található. A 3. ábrán látható összeállítás azért előnyös, mert a mérések könnyen reprodukálhatóak, valamint a geometriája ismert, így a letépődési folyamatra dinamikai egyenleteket lehet felírni [3, 10, 11].



3. ábra. *A letépődés egy kísérleti összeállítása [10]. Stabil folyamat esetén* $\alpha = 0$.

4.2. Állandó terheléssel megvalósított letépődési folyamat

4.2.1. Szobahőmérsékleten

Mivel az MTS berendezés erőmérő cellája csak 2 N fölött mér jól, ilyen mérések csak nagyobb sebességtartományokban ($v > 0.5$ mm/s) használhatóak. Ezért kiegészítésként állandó terheléses méréseket is végeztem. Állványra erősített szabadon forgó dobra tettem a szalagot, majd ismert tömegű súlyokat akasztottam a szalag végére. Így állandó terhelés mellett mértem az adott szalaghossz lehúzásához szükséges időt. A $v(F)$ kapcsolat ily módon történő meghatározására több példát is találhatunk a szakirodalomban, ám ezek jobbára az instabilitás jelenségére fókuszálnak [6, 12]. Az összeállítás lehetővé tette a hosszú ideig – akár több mint egy napig – tartó méréseket is. Nagyobb sebességek esetén azonban mind az időmérés, mind a hosszmérés nehezen megvalósítható. Ráadásul, ekkor – a későbbi fejezetekben tárgyalt – instabil letépődés miatt is bizonytalan a mérési folyamat.

4.2.2. Magasabb hőmérsékleti tartományban

Tudván, hogy a sűrű folyadékok viszkozitása különösen érzékeny a hőmérsékletre, kézenfekvő vizsgálni a letépődési folyamat hőmérsékletfüggését is állandó terhelés mellett. A 4. ábrán lévő összeállítás abban tér el a szobahőmérsékletitől, hogy az állványt körülvettem egy műanyag hengerrel, és alulról hősugárzóval biztosítottam az állandó hőmérsékleteket a mérés során. Ezáltal sikerült hosszabb időre beállítanom az egyensúlyi hőmérsékletet ± 1 °C-os pontossággal. Legjobb tudomásom szerint, ezzel az egyszerű eljárással még nem vizsgálták a ragasztószalag letépődési folyamatának hőmérsékletfüggését. A méréseket $(30 - 60)$ °C-os tartományban végeztem 10 °C lépésekben. Szobahőmérsékletnek átlagosan 23 °C adódott.

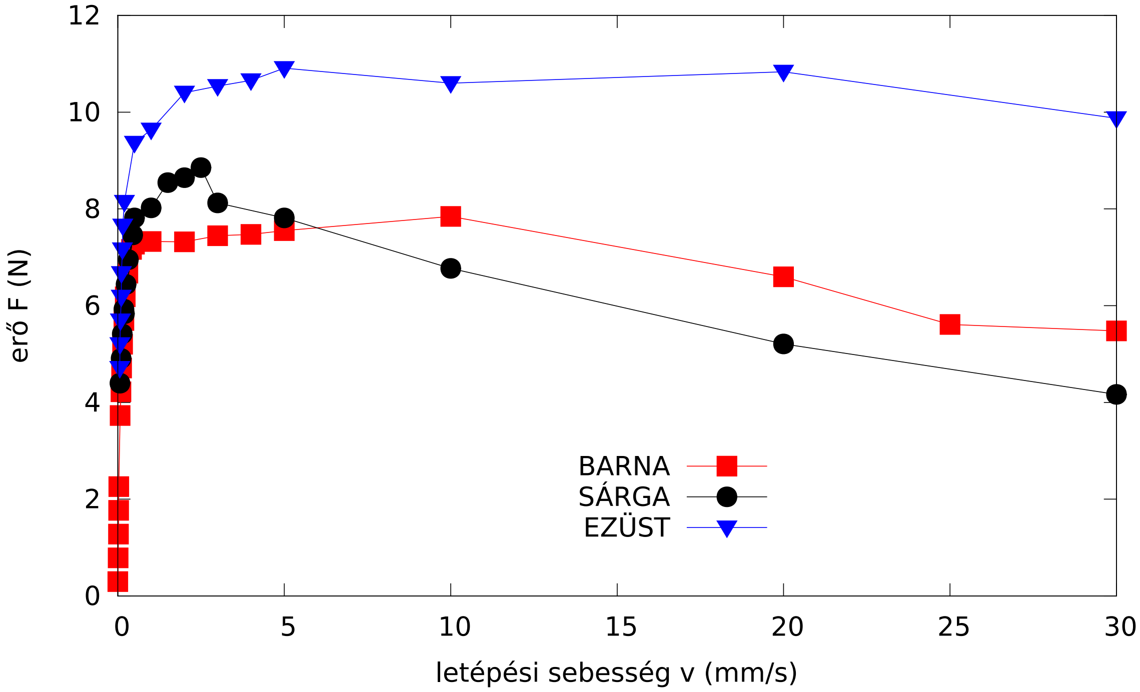
4. ábra. *A hőmérsékleti mérés összeállítása*

4.3. A letépődött szalagfelületek mikroszkópos vizsgálata

Mivel a kutatómunkám alapját az adta, hogy bizonyos esetekben a letépett ragasztószalag felülete csíkozott, ezért nagy felbontású képeket készítettem különböző hőmérséklet- és sebességtartományokban az érdekesnek vélt felületekről/szalagrészekről. A tárgylemezre rögzített mintákat *fáziskontraszt-mikroszkóp* alá tettem és egy mikroszkópra szerelhető kamera segítségével digitalizáltam a későbbi kiértékelés céljából.

5. Saját kísérleti eredmények és értelmezésük

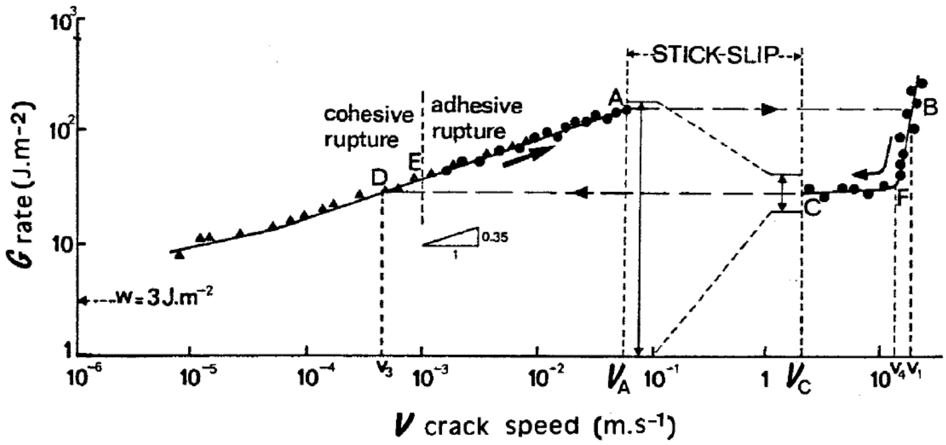
5.1. Letépődési folyamatok jellegzetes szakaszai



5. ábra. *A vizsgált szalagokra jellemző erő-sebesség ($F-v$) összefüggések széles sebességtartományon*

Az 5. ábra mutatja az összes – mind az állandó terhelésű és állandó sebességű húzással kapott – erő-sebesség ($F-v$) mérési pontokat a három vizsgált ragasztószalagra. Mivel a szalagok és ragasztók anyaga, valamint a gyártási technológia termékenként eltérő lehet, ezért a mérési görbék sem egyezhetnek meg teljesen. Megjegyzem, az általam kapott grafikonok jellegzetességei felismerhetőek egy irodalomban található kísérleti görbén [13], ami a 6. ábrán látható. Ebben a munkában a szerzők az F erőhöz hasonló jelentésű G energiasűrűséget mérték a húzási sebesség függvényében.

A széles sebességtartományra kiterjedő grafikonok érdekes letépődési tendenciákat mutatnak. Kis v sebességek esetén az alkalmazott F erő növekszik a sebesség növekedtével. Ebben a sebességtartományban jellemzően mattosan jön le a szalag a tekercsről. A továbbiakban még visszatérek a felület mattosságának az elemzésére. Mindenesetre,

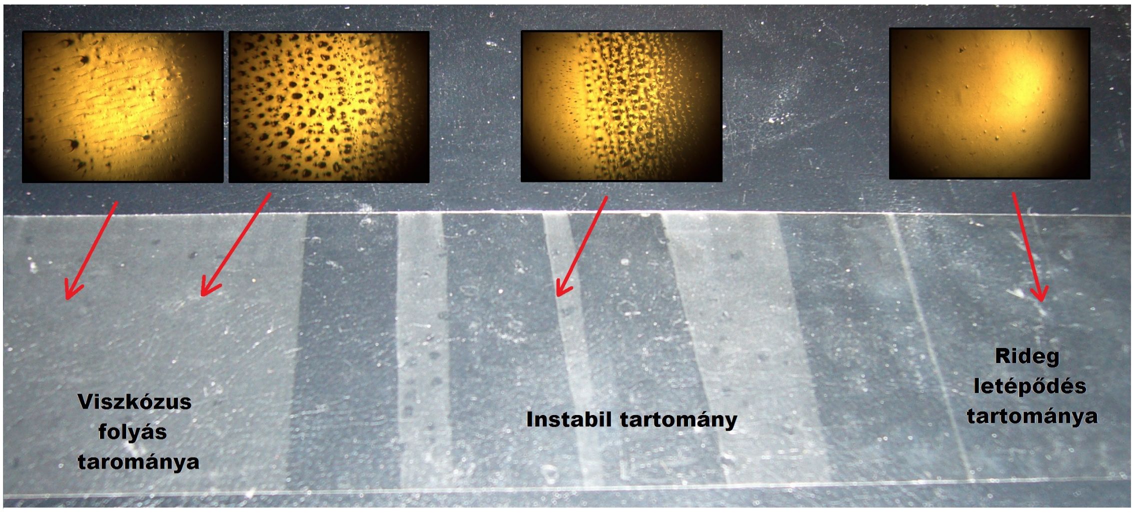


6. ábra. *A [13] hivatkozásban szereplő kísérletileg kapott energiasűrűség-sebesség görbe*

ahogy egy korábbi munkában [14] is kimutatták, bizonyos, hogy a lassú folyamat során levegőbuborékok képződnek a ragacsos anyagban, megváltoztatva a felület optikai tulajdonságait. Fontos megjegyeznem, hogy a nagyon lassú letépődések esetében buborékok már nem, vagy csak nagyon kevéssé figyelhetőek meg, ezért a kis sebességek tartománya az optikai jelenségeket is figyelembe véve két részre osztható.

Szalagtól függően, de általában 5 mm/s-nál nagyobb sebességeken, a lassú folyamatnál tapasztalt erőnövekedés megszűnik, a letépődéshez szükséges F erő telítésbe megy, vagy csak alig változik a v sebességgel az általam mért tartományon. Ezen szakaszban nem csak az erő karakterisztikája, hanem a szalagfelület képe is megváltozik. Buborékok képződése már nem tapasztalható, a sűrű anyag felülete sima marad.

Az előbb említett kis- és nagy sebességek tartománya között, valamint ezek határán a folyamat labilissá válik. Az állandó erővel való mérések esetén egyre nagyobb terheléseket használva, egyre többször fordult elő, hogy a szalag hirtelen megugrott és a gyors letépődés következtében a folyamat kontrollálhatatlanná vált. Hasonlóan, MTS méréseknél állandó sebességkényszer ellenére a letépődés „pattogóvá" vált. Mindkét mérési módszer után a szalagon jellegzetes csíkozás volt megfigyelhető, ami a gyors és lassú folyamatok váltakozásáról tanúskodott. A 7. ábrán különböző sebességeken húzott szalagok felületei láthatóak, fényességükből (buborékok képződéséből) következtetni lehet az alkalmazott sebességre.



7. ábra. *A sárga szalagon megfigyelt optikai jelenségek különböző sebességeken húzva*

Az előbbi tapasztalatok alapján, a jelenségeket négy szakaszra osztom, amelyeket a 8. ábra is szemléltet:

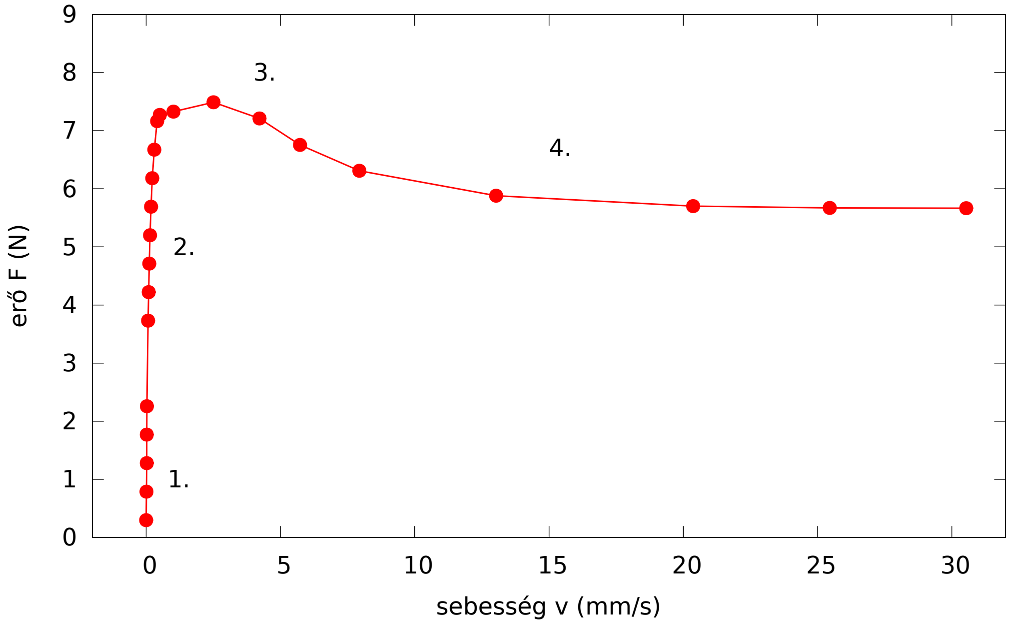
***1. szakasz*:** nagyon kicsi sebesség, közel fényes felület

***2. szakasz*:** kis sebesség, matt felület

***3. szakasz*:** „kritikus sebesség", csíkozott felület

***4. szakasz*:** magas sebesség tartomány, fényes felület

Fontos, hogy mindegyik – általam mért – tartományon a szalag hátoldala sosem maradt ragadós, vagyis a töltőanyag tökéletesen elvált tőle. Ugyanez nem mondható el a ragasztószalag üvegfelületről való lehúzása esetében, ugyanis bizonyos paraméterek esetén (sebesség, letépés szöge) az üvegen és a szalagon is marad töltőanyag [1]. Ennek jelentőségére a 6. fejezetben visszatérek.

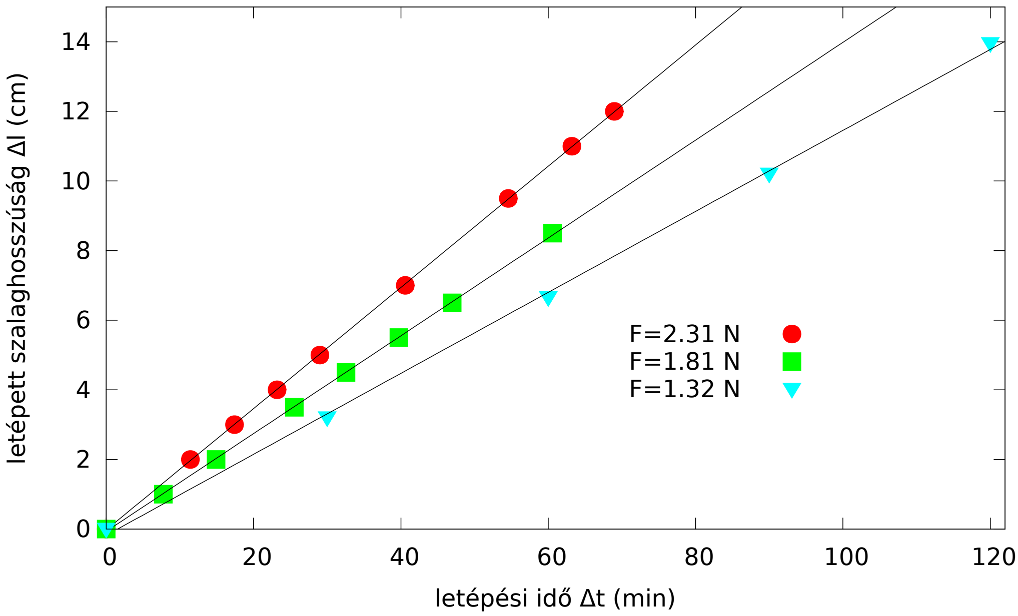


8. ábra. *A letépődési folyamatot jellemző $F - v$ görbe általános alakja és szakaszai*

5.2. Viszkózus folyás a kis sebességek tartományában: *1.* és *2.* *szakasz*

Mindenekelőtt azt a feltevésemet kell alátámasztanom, hogy egy adott súly, hőmérséklet és szalagtípus esetén állandó sebességeket kapok az állandó terhelés mellett végzett kísérletekben. Ez azért nem egyértelmű, mert egy gyengébb minőségű termék esetén az egyenetlenségek nem teszik lehetővé a pontos, megismételhető mérést. Sőt – mint ezt majd a későbbiekben láthatjuk – egy kritikus sebesség környezetében ezek a kis sebességingadozások nagy hatással vannak a letépődés további lefolyására.

A 9. ábra néhány tipikus letépési folyamatot mutat a barna szalag esetében. Az ábrán feltüntettem három különböző erő mellett mért lehúzott szalaghosszúságot az idő függvényében. Jól látható, hogy a mérési pontok illeszkednek egy egyenesre, a sebesség relatív hibája kicsi, így a húzás egyenletesnek tekinthető. Ilyen mérési folyamatra mutat példát az $\mathcal{M}$I. melléklet.



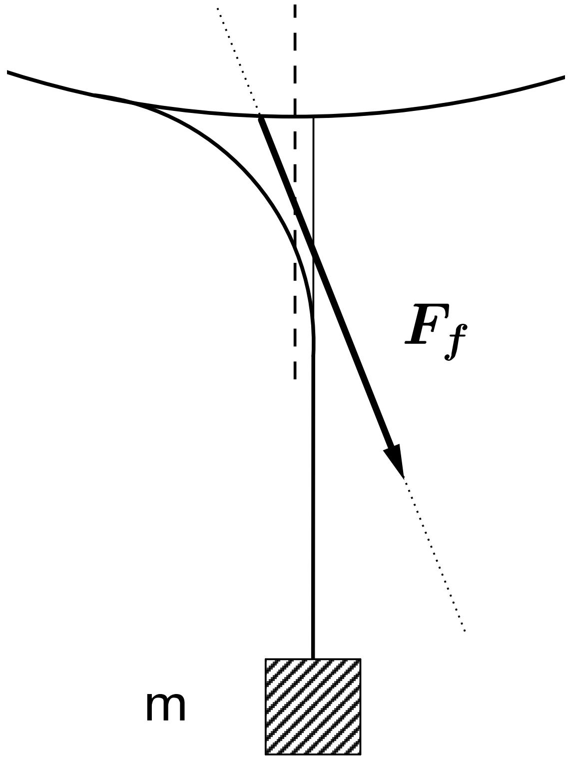
9. ábra. *Tipikus letépődési folyamat különböző terhelésekkel*

Ezek után mindhárom szalagra meghatároztam egészen kis terhelésektől kezdve körülbelül 9 N-ig az $F(v)$ összefüggéseket, melyeket elméleti megfontolásokból is elemeztem.

A ragacsos töltőanyagnak a ragasztószalag letépődési folyamatában feltételezhető lényeges szerepe eszünkbe juttatja a reológiában használatos, nem-newtoni folyadékokat leíró empirikus összefüggést:

$$\tau = K \left(\frac{du}{dx} \right)^n \quad , \tag{1}$$

ahol τ a nyíróerő, K és n az anyagtól függő állandók, $\frac{du}{dx}$ az x irányú sebességgradiens. Vizsgáljuk meg, hogy a mi esetünkben miképp tudjuk ezt alkalmazni! Az állandó m tömeggel megvalósított húzását közelebbről szemlélve észrevehetjük, hogy a tekercs palástja és az éppen elváló szalag nem derékszöget zár be, közel a hengerhez a szalagnak kis görbületi sugara van.



10. ábra. *A szalag sematikus képe közelről, letépődés közben*

A 10. ábrát nézve látható, hogy pontosan emiatt lesz forgatónyomaték, ami a dobra helyezett tekercset mozgásba hozza. Mivel a szalagrétegek nem érintkeznek közvetlenül, ezért az elválás mentén a nagy viszkozitású töltőanyagban ébredő nyíróerők közvetítik az F_f forgató erőt, amely szöget zár be a tengelyen átmenő egyenessel.

Az elmondottak alapján a következő kapcsolatokat feltételezem:

$$\begin{aligned} \tau &\sim F \\ \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} &\sim v \end{aligned} \tag{2}$$

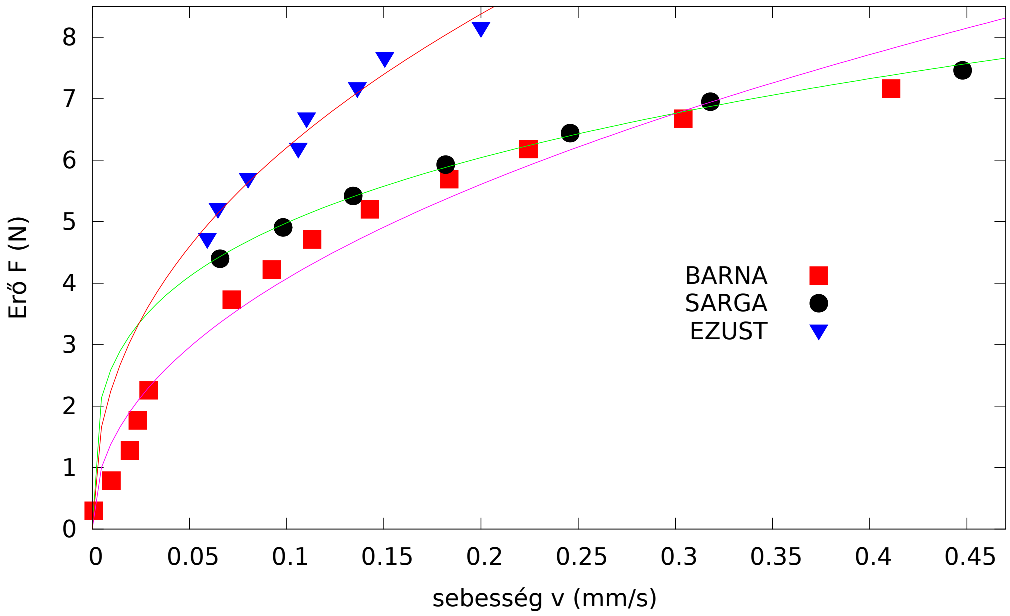
Ezekből (1) formula átírható a mérhető (F, v) mennyiségekkel kifejezve:

$$F = K^* v^n \quad , \tag{3}$$

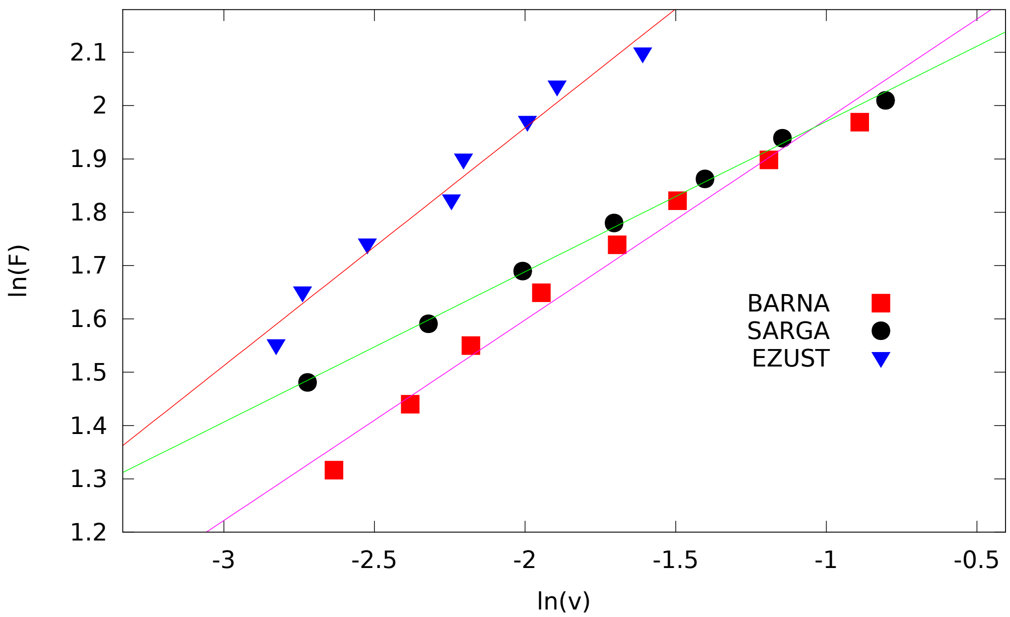
ahol K^* egy másik anyagi állandó. A kis sebességek tartományában kísérletileg meghatározott $F - v$ összefüggést a 11. ábra mutatja. (3) egyenlet logaritmusát véve

$$\ln(F) = \ln(K^*) + n\ln(v) \tag{4}$$

adódik, így az n kitevő illesztéssel könnyen meghatározható. A 12. ábra mutatja az $\ln(F) - \ln(v)$ összefüggést és az illeszkedő egyeneseket.



11. ábra. *Lassú sebességtartomány $F - v$ összefüggése*



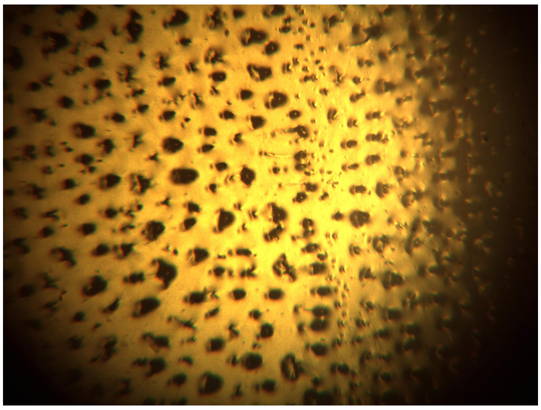
12. ábra. *Az n kitevő meghatározása a sebesség és erő logaritmikus ábrázolásából*

A töltőanyagnak a bevezető részben említett tulajdonságai miatt már előre becslést tehetünk n-re. Mivel nagyrészt szerves polimerláncokat tartalmaz, így közel sem hanyagolhatóak el a molekulák közti kölcsönhatások. Ez a folyadék biztosan nem írható le newtoni-folyadékként ($n \neq 1$), sőt n értéke várhatóan még közel sem esik egyhez. Méréseimből kb. 5 %-os hibával a következő értékeket kaptam:

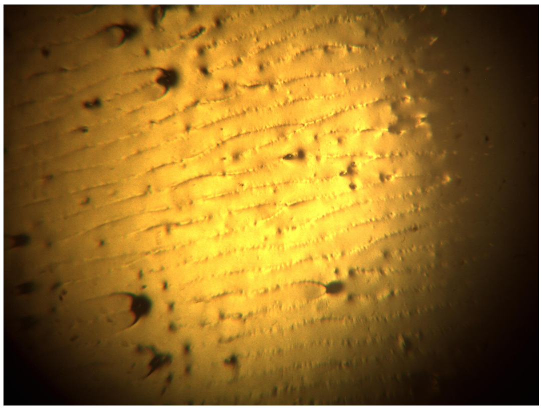
$$\begin{aligned} &\textbf{Barna szalag} \quad n_b = 0.38 \\ &\textbf{Sárga szalag} \quad n_s = 0.28 \\ &\textbf{Ezüst szalag} \quad n_e = 0.45 \end{aligned} \tag{5}$$

A saját méréseimből kapott n meredekségek helytállóak. Ezt a 6. ábrán látható, kis sebességekre feltüntetett irodalmi adatokból kiértékelhető $n = 0.35$-os érték is megerősíti.

A terhelésekkel végzett mérések során a szalag felülete általában matt lett. Bár a szakirodalomban felhívják a figyelmet ezen optikai jelenségre [15], de a tartomány két részre oszthatóságát nem említik. Ugyanis, megfigyelhető, hogy nagyon kis terhelések esetén a felület csak gyengén csillogó, fényesebb mint nagyobb sebességeken. Mikroszkóppal készített képek segítségével pontosabban vizsgálni tudtam a jelenséget. A 13. ábrán a tipikusan matt felület nagyított képe, 14. ábrán pedig a gyengén csillogó szalagé látható.



13. ábra. *Buborékképződés barna szalagon* $v = 0.09$ mm/s-*os húzás következtében*



14. ábra. *Ragasztóanyag folyása barna szalagon, jobbra* $v = 0.03$ mm/s-*os letépődési sebességgel*

Ezek szerint, alacsony sebességeken a töltőanyag szemmel láthatóan is folyadékként viselkedik, ahogyan azt a – 14. árbán látható – barázdák mutatják, amik még a letépődés irányát is kijelölik. Egy bizonyos sebességet túllépve a viszkózus folyadék már nem tudja teljes mértékben követni a rákényszerített deformációt, ezért az elválás vonalában levegőzárványok jönnek létre a ragasztóanyagban, ezt nevezzük buborékos felületnek. E lényeges különbség miatt osztható két részre a lassú sebességek tartománya.

5.3. Viszkózus folyás hőmérsékletfüggése: termikus aktiválás hatása

Az ideális gáz modelljének egyik alapfeltevése, hogy a tömegpontok közt nincs kölcsönhatás, azonban ez a valóságban csak kevés gázra jó közelítés. A víz 4 °C körüli sajátos viselkedése a legerősebb másodrendű kötésnek, a hidrogénkötésnek köszönhető. Ezek szerint már a kevésbé összetett anyagoknál is figyelembe kell venni a molekulán belüli és közti kölcsönhatásokat, hogy következtetni tudjunk a makroszkopikus tulajdonságaira. Például a nyers kaucsukban az izoprén egységek hosszú, tekergő láncként képzelhetőek el, melyek között a vonzó kölcsönhatás gyenge. Kis deformáció hatására az egymásba fonódó szálak még képesek ellenállni a külső hatásnak, azonban nagyobb erők esetén a szálak elcsúsznak egymáson. Viszont a vulkanizáció során láncok közti kénhidak alakulnak ki, amik már meggátolják a molekulák szabad mozgását, ezért a gumi reverzibilis deformálhatósága nagyobb a nyers kaucsukéhozhoz képes [16].

Láthatjuk, hogy az egyre összetettebb anyagok egyre bonyolultabb szerkezeteket képesek kialakítani. Ezzel részletesebben a makromolekuláris-, illetve a polimerkémia tudománya foglalkozik. Ezen dolgozatnak nem célja a pontos kémiai összetételre vonatkozó vizsgálódások, csupán az érdekesnek vélt folyamatok okaira vagyunk kíváncsiak. Annyi azonban a ragasztó-technológiával foglalkozó szakirodalomból elmondható, hogy az általam használt nyomásérzékeny ragasztószalagok töltőanyagának leggyakoribb kiinduló anyagai nem-térhálós szerkezetű gumi, poliakrilát vagy poliuretán [12]. Mindez elég már ahhoz, hogy átlagosan nagy molekulamérettel rendelkező szerkezetet feltételezzek. Ezt megerősíti egy polisztirol alapú ragasztóval végzett kutatás, melynek átlagos relatív molekulatömege $M_r = 114000$-nek adódott [17]. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy az intermolekuláris erők hatását figyelembe vehetjük a modell alkotás során. A továbbiakban minden olyan erőt ami, igyekszik az anyag kohézióját növelni másodrendűnek nevezem és ezek átlagértékeire végzek számításokat.

Nyilvánvaló, a másodrendű kötések alacsonyabb energiájúak lévén könnyebben felszakadnak, mint magát a molekulát összetartó kötések. Fontos, hogy nem csak külső hatás miatt (pl. mechanikai igénybevétel) tud kötés felszakadni, hanem az állandó hőmozgás következtében termikus úton is. Azonban makroszkopikusan nem észleljük a folyamatosan megszűnő és keletkező kötéseket, mert a rendszer dinamikus egyensúlyban van.

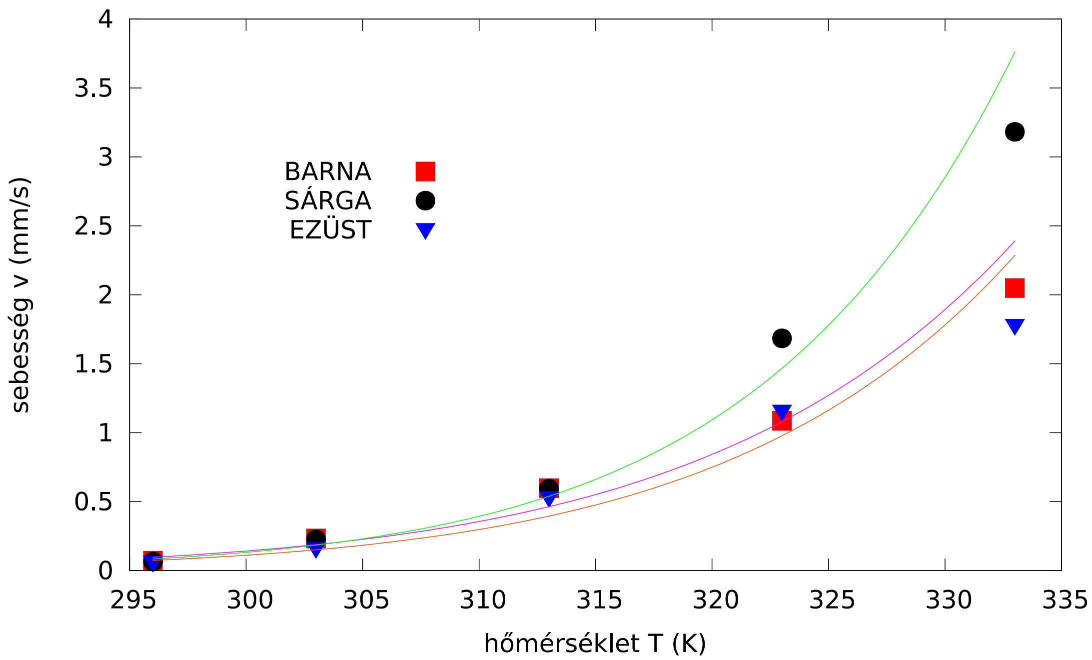
A Boltzmann-eloszlás szerint annak a valószínűsége, hogy egy kiszemelt részecske T hőmérsékleten legalább Q termikus energiával rendelkezik:

$$P = e^{-\frac{Q}{k_B T}}$$

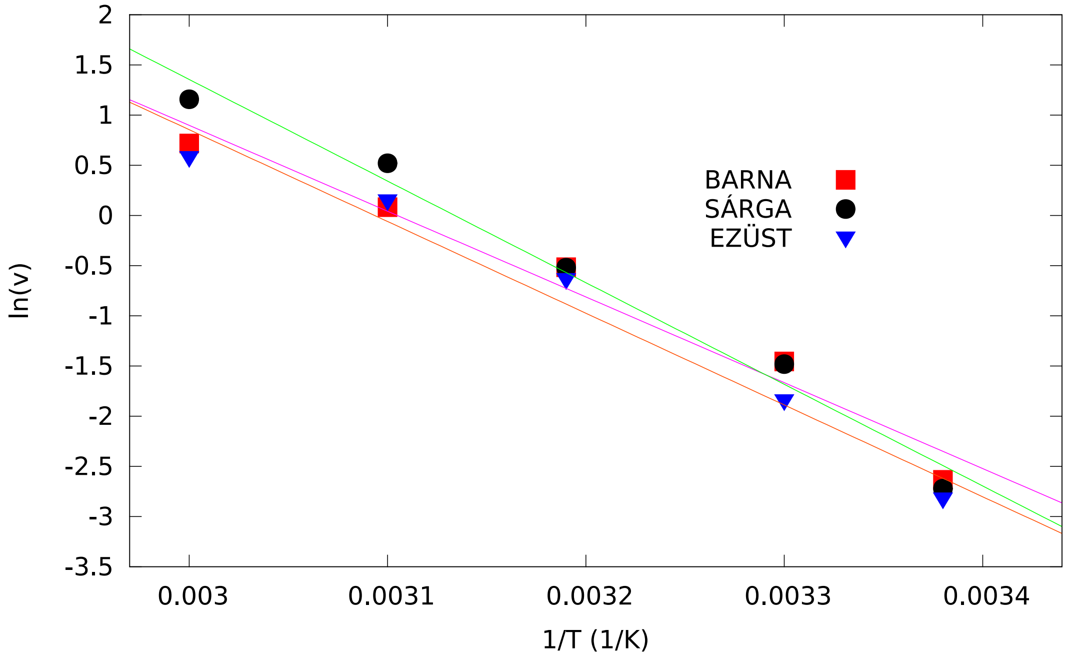
vagy egy mólra kivetítve

$$P = e^{-\frac{Q_{mol}}{RT}} \quad , \tag{6}$$

ahol k_B a Boltzmann-állandó, R pedig az univerzális gázállandó. Legyen Q_k az adott ragasztóban lévő másodrendű kötések átlagos moláris energiája. Ekkor a T hőmérsékleten való hőmozgás következtében felszakadó kötések száma egyenesen arányos $e^{-\frac{Q_k}{RT}}$-vel.



15. ábra. *Lassú sebességtartományon, állandó terhelés mellett mért $v - T$ görbe*



16. ábra. *A Q_k aktiválási energia meghatározása az* $\ln(v)$ *vs.* $1/T$ *ábrából*

Külső hatás – pl. letépés – nélkül egyből rekombinálódhatnának, de állandó F terhelés mellett, adott T hőmérsékleten a felszakadt kötések nyilvánvalóan megkönnyítik – azaz felgyorsítják – a letépődési folyamatot. Feltételezve, hogy az így felszakadt kötések száma arányos a letépődési sebességgel, adott terhelés mellett a v sebesség hőmérsékletfüggése a következő formulával adható meg:

$$v = Ae^{-\frac{Q_k}{RT}} \quad , \tag{7}$$

ahol A egy sebesség dimenziójú állandó.

Több hőmérsékleten, de ugyanazon F terhelés mellett mérve v letépődési sebességet, a Q_k *aktiválási energia* meghatározható. A (7)-os egyenlet mindkét oldalának logaritmusát véve:

$$\ln(v) = \ln(A) - \frac{Q_k}{RT} \tag{8}$$

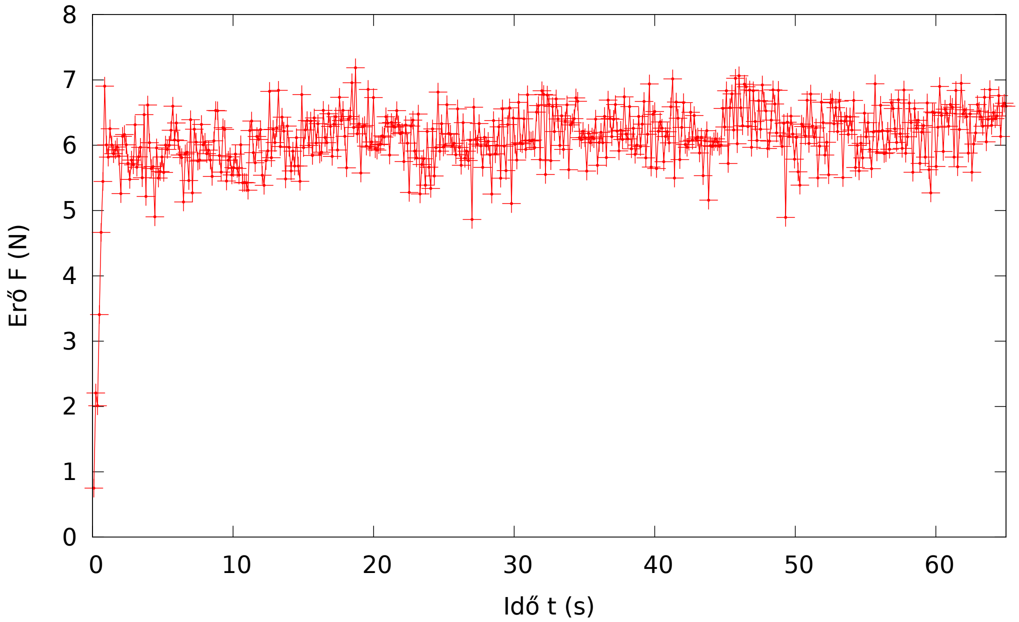
A 15. ábra mutatja a három vizsgált szalagra kapott adatokat, melyek mérését szalagonként állandó terhelés mellett valósítottam meg. Q_k a 16. ábra $\ln(v) - \frac{1}{T}$ adataira illesztett egyenes meredekségéből adódik. Jól látható, hogy mindegyik szalag esetén az adatpontokhoz korreláló egyeneseket tudtam illeszteni, ami a (7) és (8)-es összefüggések érvényességét megerősíti. Az egyenesek meredekségéből meghatározott aktiválási energiák a három szalagra kb. 10 %-os relatív hibával a következők:

$$\begin{aligned} \textbf{Barna szalag} \quad & Q_{k,b} = 71.3\ \frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{mol}} \\ \textbf{Sárga szalag} \quad & Q_{k,s} = 84.2\ \frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{mol}} \\ \textbf{Ezüst szalag} \quad & Q_{k,e} = 76.0\ \frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{mol}} \end{aligned} \tag{9}$$

Az erős hidrogénkötések energiája $(20-40)\ \frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{mol}}$ körül mozog, de a mi esetünkben nem csak a töltéseltolódásból származó másodrendű kötéseket vettük figyelembe, hanem a nagy méretű molekulák bonyolult kölcsönhatásait is. Eredményem helytálló, ez látható, ha $Q_k \approx 80\ \frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{mol}}$ energiát összehasonítom, néhány jellemző – a ragasztóanyagban megtalálható atomok közti – erősebb, kovalens kötési energiával: C–C: 350 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{mol}}$, C–H: 413 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{mol}}$ [18]. Tehát nagyságrendileg is elfogadható eredményt kaptam. Egy másik dolgozatban [19] hasonló tulajdonságú (sebességfüggő viszkozitású), *dimetil-polibór-sziloxán* nevű műanyagot vizsgáltak, melyre az aktiválási energia $Q_k = 47\ \frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{mol}}$-nak adódott.

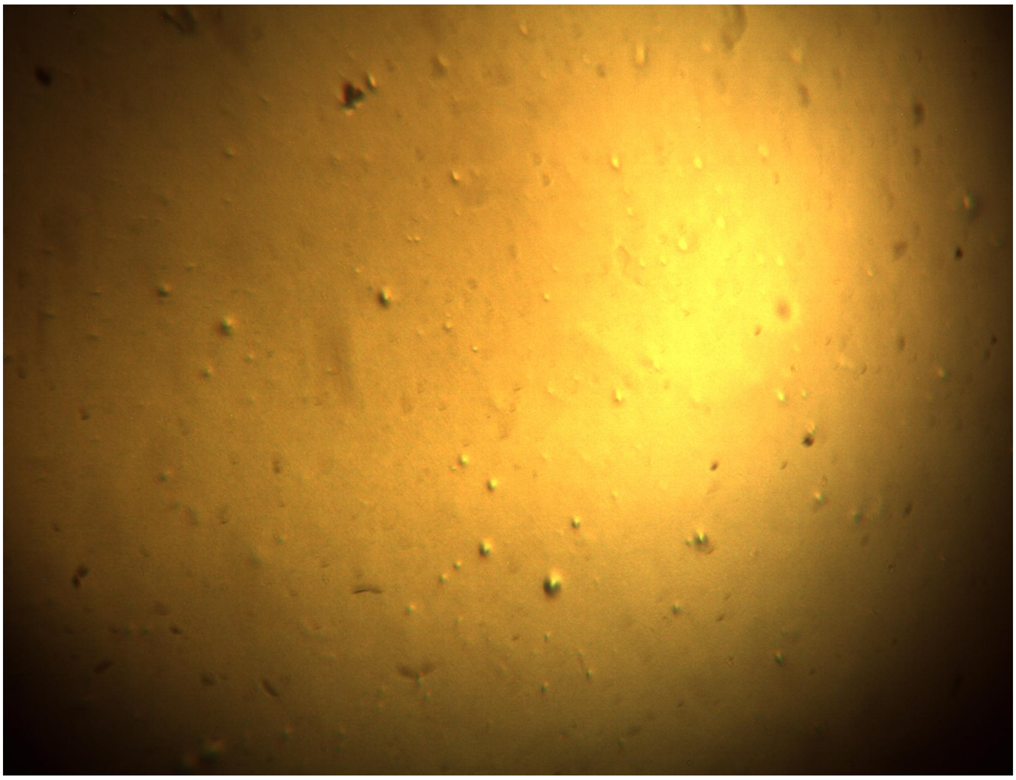
5.4. „Rideg” letépődési folyamat a nagy sebességek tartományában: *4. szakasz*

Az MTS berendezés használatával lehetőség nyílt a magasabb sebességtartományok feltérképezésére is. Egy tipikus nagy sebességű letépődést az $\mathcal{M}$II. mellékletben található felvétel mutat. Az ehhez hasonló mérések adatsoraiból az $F(t)$ összefüggést elemzem állandó v mellett. A 17. ábrán látható, hogy az erő (a bekapcsolási zavar után) egy jól meghatározható érték körül mozog, ezért az adatokra illesztett vízszintes egyenes adja a mért F erőt. Az ehhez képest ± 1 N-nyi kitérés a gyártási folyamatokból fakadó statisztikus hibának tudható be.



17. ábra. *MTS gép által felvett erő-idő görbe a* barna *szalagon,* $v = 1.2$ mm/s *mellett*

Az 5 mm/s-tól 30 mm/s-ig terjedő mérések során megfigyelhettem, hogy a sebesség növelésével – a lassú tartománybeli tapasztalatokkal ellentétben – alig változott a felvett erő nagysága. Ez az 5. ábra alapján először nem túl meggyőző, de közelebbről nézve az *1. szakasz*ban az $F - v$ függvények átlagos meredeksége $11,\ 9,\ 24\ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{mm/s}}$ rendre a *barna, sárga, ezüst* ragasztószalagra. Ezt összevetve az átlagosan a három szalagra kapott *4. szakasz*beli $F'(v)_{4.} = -0.1\ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{mm/s}}$ meredekséggel, elmondható, hogy a letépődéshez szükséges F erő a *4. szakasz*ban telítésbe megy, a v sebességtől közel függetlenné válik.



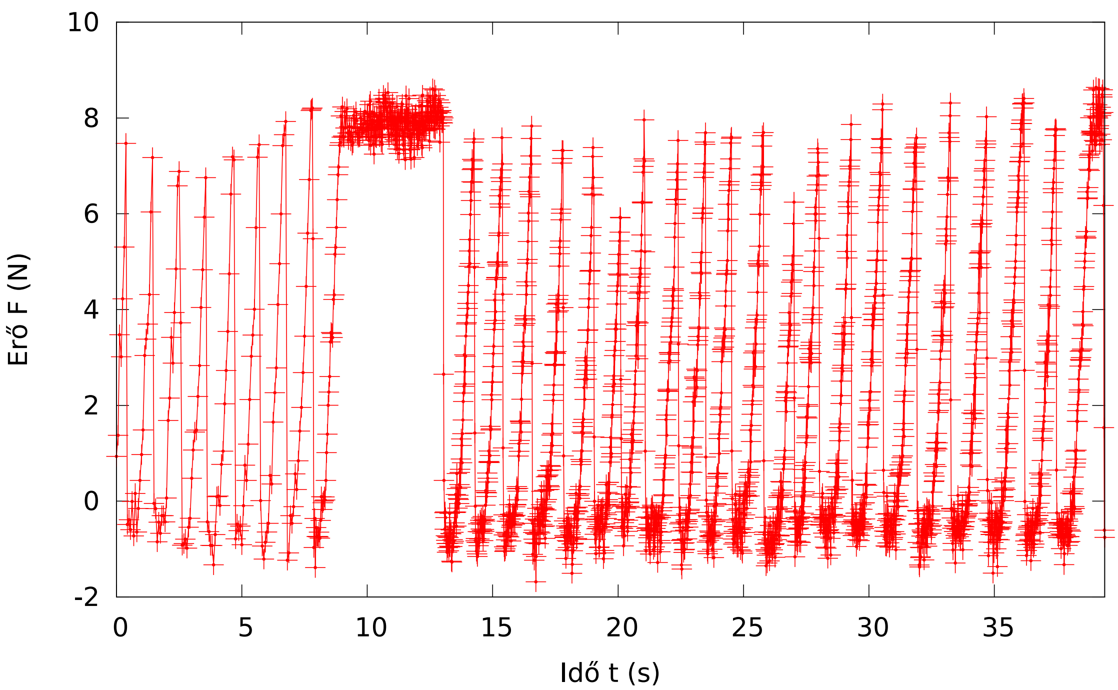
18. ábra. *A barna ragasztószalag felületén egy gyors letépés után csak elszórtan, nagyon kevés buborék látható*

Másik fontos különbség a lassú szakaszhoz képest a letépődött szalagfelületek képe. Láttuk, hogy a *2. szakasz*ban a buborékképződés következtében a szalag matt lett. Ezzel ellentétben a gyors letépődések esetében a ragasztóanyag a mért tartományban sima és fényes maradt, azaz közel ugyanolyan, mint a letépés előtt a szalagok között. Ez úgy magyarázható, hogy a lassú részben megfigyelt folyás helyett az elválás vonalában a töltőanyag a szilárd testekre jellemzően „ridegen" leválik. A nagy felbontású 18. ábrán is látható, hogy a ritkán elszórt kis pontok kivételével nem képződött sem buborék, sem folyás.

A tapasztalatokat összegezve, a töltőanyag reverzibilis deformációja és a sebességfüggetlen erő arra enged következtetni, hogy a *4. szakasz*ban a ragasztóanyag a rugalmas testekhez hasonlítható tulajdonságokat mutat, ami az együttes tárgylás során fontos kiindulópont lesz.

5.5. Az instabil letépődés tartománya: *3. szakasz*

Az állandó erővel való húzást kis súlyokkal valósítottam meg, azonban körülbelül $(7-9)$ N-os terhelés mellett többször is megtörtént, hogy a folyamat sebessége hirtelen megugrott és a gyors letépődés következtében a súlyok lezuhantak. Ezért ezen tartományon már szükségszerűvé vált a sebességkényszerként működő MTS használata, de a *2. szakasz*tól kezdve egyre nagyobb sebességeket beállítva előfordult, hogy az erő – a 19. ábra szerint – a mérési időben közel sem volt állandó. Az erő 0 N-tól egy valamilyen maximumig egyenletesen felvett értékeket. Egy-egy ilyen típusú terheléses, illetve MTS mérést mutat az $\mathcal{M}$III. mellékletben szereplő videók. E jelenség egy bizonyos – arra a szalagra jellemző – kritikus sebesség környezetében volt tapasztalható, magasabb sebességtartományban már kevésbé megfigyelhető ez az instabil állapot.



19. ábra. *Instabil MTS mérési görbe a* sárga *szalagra,* 2 mm/s *sebességgel húzva*

Már az elsős mechanikából tudjuk, ha egy pontrészecske egy $V(x)$ egydimenziós potenciálban mozog, akkor abban az esetben lehet egyensúlyi mozgása, ha $V''(x) > 0$. Vagy $F = -V'(x)$ definícióból kifolyólag, ezzel ekvivalens az

$$F'(x) < 0 \tag{10}$$

állítás.

Esetünkben az instabilitást általánosabban kell értelmeznünk, mert a szükséges húzóerő nem egy pozíciótól, hanem a v letépődési sebességtől függő mennyiség [20]. Itt kell megjegyeznünk, hogy v-t most nem érdemes a hely idő szerinti deriváltjának tekinteni, hanem általános koordinátaként kezelendő. A letépődési folyamatra a következőképpen lehet megfogalmazni az instabilitás jelenségét.

Tekintsük a kis súlyokkal végzett méréseket! Láthattuk, hogy a szalag egyenletes sebességgel jön le, ezért felírhatjuk a

$$F_s - F(v) = 0 \tag{11}$$

összefüggést, ahol F_s a súlyok által kifejtett húzóerő, $F(v)$ a ragasztószalagra jellemző fékezőerő v sebességen. Tegyük fel, hogy valamilyen oknál fogva egy kis Δv-nyit változott a sebesség (ezt megtehetjük a 17. ábra alapján), ekkor (11)-es egyenlet úgy módosul, hogy

$$F_s - F(v + \Delta v) = M\dot{v}(\Delta v) \quad , \tag{12}$$

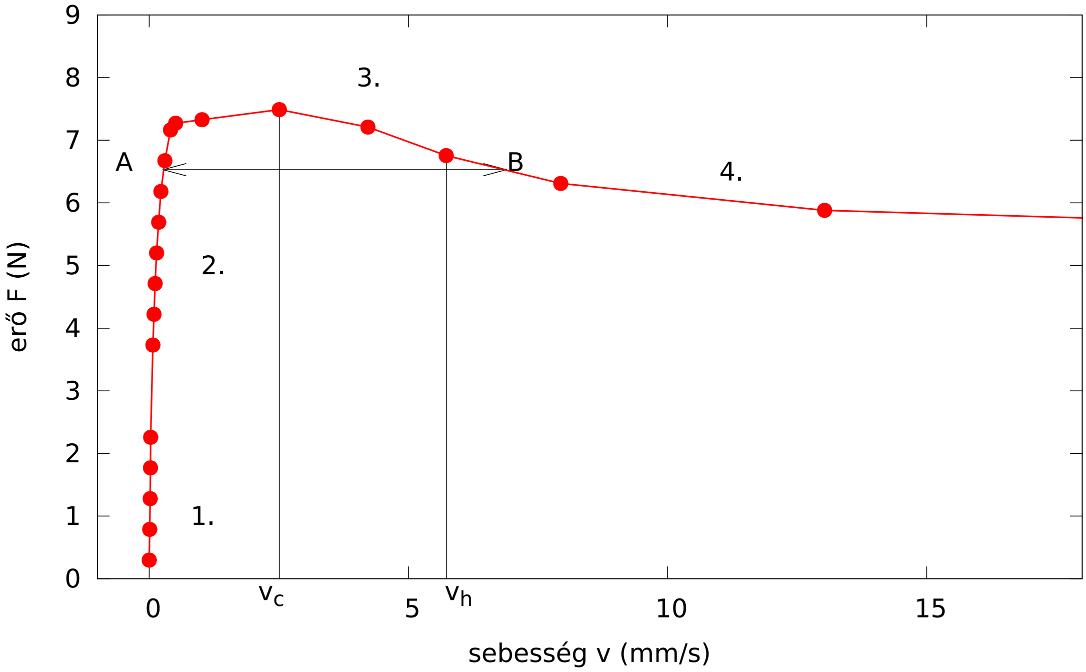
ahol M a forgó dob egyenértékű tömegét és a terhelés tömegét egybeolvasztó mennyiség, $\dot{v}(\Delta v)$ a kis sebességváltozás által bekövetkezett gyorsulás, azaz a rendszer „válasza". $F(v + \Delta v)$ mennyiséget v körül kifejtve és (11)-est használva

$$-\frac{\mathrm{d}F(v)}{\mathrm{d}v}\Delta v = M\dot{v}(\Delta v) \tag{13}$$

adódik.

A sebesség állandósága miatt reprodukálható méréseket tudtam végezni a lassú szakaszban, tehát itt stabil a rendszer. Ezért a véletlenszerű $\Delta v > 0$ változás $\dot{v} < 0$-át kell hogy eredményezzen, azaz a folyamat visszalassul, tehát (13) alapján $\frac{\mathrm{d}F(v)}{\mathrm{d}v}$ pozitív. Valóban, az *1.* és a *2. szakasz*ban a $F(v)$ függvény monoton nő.

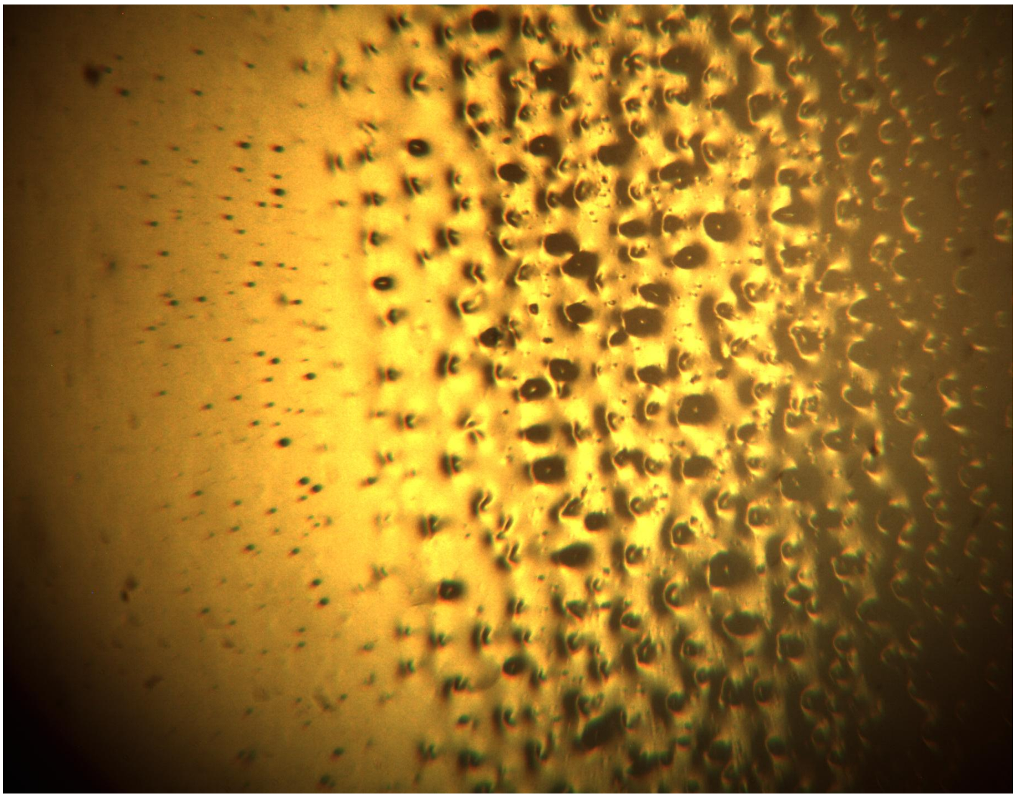
Ugyanez elmondható a *4. szakasz*ra is, azzal a módosítással, hogy a mérési eredmények szerint az erő itt $F'(v) \approx -0.1\ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{mm/s}}$ szerint változik. Ennek ellenére, a mérési bizonytalanságokat és az egyéb hatásokat (például a tengely súrlódását) figyelembe véve, megvalósulhat a stabil folyamat.



20. ábra. *Az instabil intervallum körüli letépődési folyamat*

A *2. szakasz*ból közelítve egy v_c kritikus sebességhez lehetségessé válik, hogy a sebesség kis növekedésével a rendszer egy határozottan negatív meredekségű tartományba kerüljön; ezt instabil, *3. szakasz*nak nevezzük. A *4. szakasz*ra vonatkozó megállapítások alapján tudjuk, hogy lennie kell egy v_h határsebességnek, ami egy instabil és egy stabil tartományt, azaz a *3.* és *4. szakaszt* elválasztja. A v_c és v_h közti tartományról megállapítható, hogy a letépődési folyamat szempontjából tiltott. Az e körüli mozgások megvalósulását a 20. ábra segítségével értelmezem.

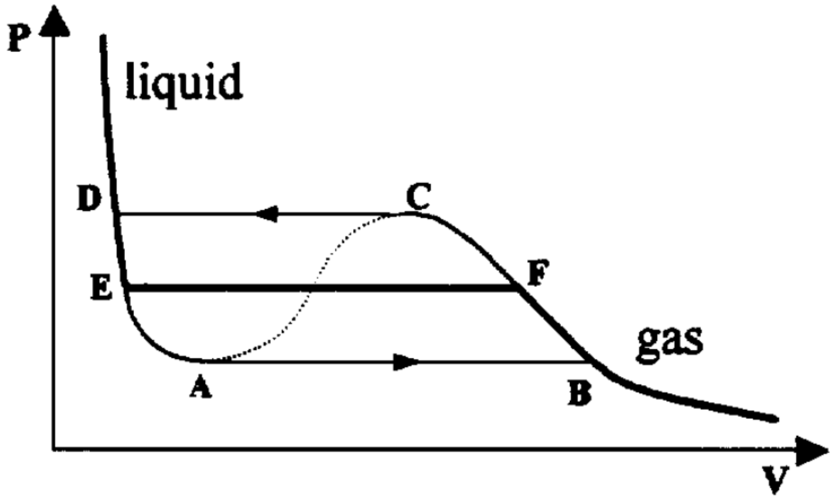
Tegyük fel, hogy a rendszer A pontnak megfelelő sebességgel és erővel mozog, de egy zavar következtében a sebessége eléri v_c-t, ezáltal a *3. szakasz*ba kerül a folyamat. Ekkor az instabilitás miatt felgyorsul, megállíthatatlanul „zuhan" a *4. szakasz*beli B állapot felé. Ugyanez lejátszódhat visszafelé is, és legtöbbször így is történik, hiszen a megugrás után a rendszerben még több zavar keletkezik, ami elősegíti a v_c és v_h közti sebességek elérését. Tehát elmondhatjuk, hogy egy 19. ábrához hasonló gyorsan oszcilláló erő-idő összefüggés jellemzi az instabil tartományt.



21. ábra. *Az instabilitás miatt bekövetkező pillanatszerű változás a szalag felületén*

A folyamatos sebességugrás következtében érdekes effektusokat is megfigyelhettem. A már letépődött szalagban a fékező és a terhelő erő hatására rugalmas erők ébrednek, ezért a szalag két végén rögzített, ám oldalt szabad membránként viselkedik. Az állandó, periodikus pattogás hatására rezgésbe jön és jellegzetes (többnyire kellemetlen) hangot hallat. Ezzel egyidejűleg a ragasztószalag felületén csíkozás jelenik meg, ami szintén bizonyítja a sebesség váltakozását a kísérlet során, mert ahogyan az előző fejezetekben említettem, a *2.* és *4. szakasz* optikailag mutatott képe jelentősen eltér. Előbbin buborékok jelennek meg, míg utóbbi felülete fényes marad. Egy ilyen határvonalat örökített meg a 21. ábrán látható mikroszkópos felvétel.

E sokszínű *3. szakasz* rengeteg érdekességet mutat és számos meg nem értett problémát is felvet. A korábban említett 3. ábrán látható geometria lehetőséget ad a folyamat determinisztikus leírására, viszont az 5.3. bekezdésben tárgyalt mikroszkopikus kötések és ezek felszakadása egy másik megközelítést helyez előtérbe. Hiszen az elválási vonalra gondolhatunk úgy is, mint nagyszámú, tovaterjedő mikrorepedések összességére, me-



22. ábra. *Egy hasonló instabilitást felmutató rendszer: gáz izotermája a Van der Waals-modell szerint [15]*

lyek statisztikai törvényeknek engedelmeskednek. Ez utóbbi gondolat különös analógja a Van der Waals-gázok tiltott tartományt tartalmazó állapotegyenlete, ahol a mérhető mennyiségeket szintén a mikroállapotok összessége valósítja meg [15].

A fent elmondottak alapján megállapítható, hogy a *3. szakasz*ban fellépő instabilitást nem érdemes különálló jelenségként vizsgálni, mert szoros kapcsolatban áll az őt körülvevő lassú és gyors letépődési folyamattal. A probléma szakaszokra bontásán túllépve, ám felhasználva a megismert jellegzetességeket, egy egységes leírás válik szükségessé.

6. A vizsgált folyamatok együttes tárgyalása

Már a korai vizsgálatok során is nyilvánvalóvá vált, hogy a ragasztószalag bármilyen felületről való letépési mechanizmusa nem írható le szilárd anyagok töréséhez hasonló modellel [10]. Egyik tanulmány [21] felhívja a figyelmünket, hogy az $F(v)$ görbe alakja viszkoelasztikus tulajdonságokat figyelembe véve kvalitatíven megmagyarázható, viszont mikroszkopikus, vagy valamilyen szinten egzakt képet még nem adtak a ragasztószalagok erő-sebesség összefüggésére.

Miután külön-külön vizsgáltam a jelenség szakaszait, megpróbálok egy egységes leírást adni a tapasztaltakra. Az együttes tárgyalás során egy *lehetséges* modellt vázolok a szobahőmérsékleten végbemenő folyamatokra, amely segítségével értelmezhetőek a megfigyelt jelenségek. Ezután kiterjesztem a leírást a szobahőmérséklet körüli tartományra.

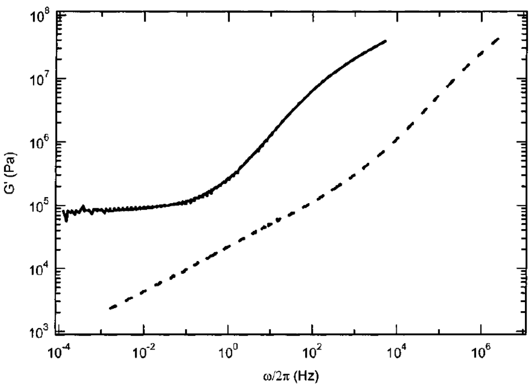
Mindenekelőtt a *3. szakasz* határain végbemenő, rendkívül gyors változásra kell magyarázatot találnom. Ezzel könnyebbé válhat az $F-v$ görbe értelmezése.

6.1. A ragasztóanyagban végbemenő lehetséges szerkezetváltozások

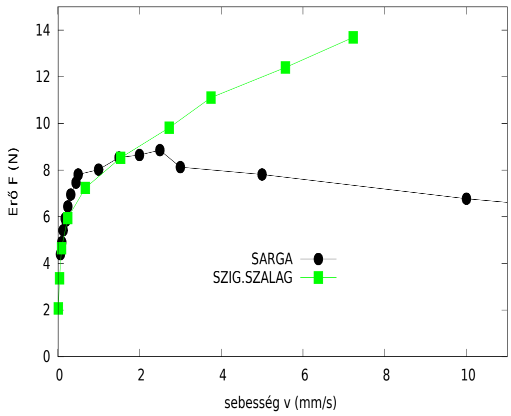
A kiértékelés során láttuk, hogy a lassú szakaszokban a töltőanyag sűrű folyadékként viselkedett, míg a gyors tartományban szilárd testekre jellemző tulajdonságokat mutatott. Ez arra enged következtetni, hogy az instabil sebességtartomány elérésekor a ragasztóanyag belső szerkezetében változás következik be. Maga a töltőanyag egy kolloid rendszer, ugyanis az 5.3. fejezetben említett óriásmolekulák kisebb molekulaméretű közegben vannak eloszlatva. Az ilyen anyaghalmazok sokszínű tulajdonságait a részecskék közti erők és ezek eltolódásai határozzák meg. Esetünkben a tapasztalt változások értelmezhetőek az úgynevezett *dilatancia* jelenségével.

Nyugalomban hagyva egy dilatáns folyadékot a diszpergált anyag és az „oldószer" a domináns – pl. Van der Waals – erők következtében egyenletesen, rendezetten töltik ki a teret, ami úgy valósul meg, hogy minden óriásmolekulát körülveszik a kisebb méretű részecskék. Kis nyírás hatására az eloszlatott molekulák közelebb kerülnek egymáshoz, de a taszító erő miatt még megmarad a rendezett állapot. Azonban egy határnyírófeszültség után, olyan közelségbe kerülnek, hogy a taszítás már nem tud ellentartani és megindul egy csomósodási folyamat, hogy egy energetikailag metastabil helyzetbe kerüljön a rendszer. Ekkor az oldószer kiszorul a makromolekulák közül, amik így egy még nagyobb egységekbe tömörülnek, még nagyobb viszkozitást mutatva [22]. Feltehetően ez a jelenség a homogén agyagok kristályosodáshoz hasonlóan pillanatszerűen megy végbe. A nyíróerő megszűntekor a részecskék ismét szétszóródnak, visszaáll az alacsonyabb energiájú helyzet. Jelen esetben a határ-nyírófeszültség megfeleltethető a v_c kritikus sebességnek, valamint a másik irányban – a feltehető hiszterézis miatt – a v_h határsebességnek.

Ezt a feltevésemet megerősíti a 23. ábrán látható, reometriai eszközzel mért rugalmassági modulus frekvenciafüggése [17]. A szaggatott görbén egy lágyabb, kevés keresztkötést tartalmazó akril ragasztó (PEHA[1]) karakterisztikája, felette egy sok keresztkötést tartalmazó, polisztirol alapú blokk-kopolimer ragasztóanyagé (SIS[2]) látható. Összehasonlítva látjuk, hogy nem csak a modulus értéke nagyobb, de egy bizonyos deformációsebesség után gyökeresen más a SIS viselkedése.



23. ábra. *SIS és PEHA rugalmassági modulus–frekvencia görbéje [17]*



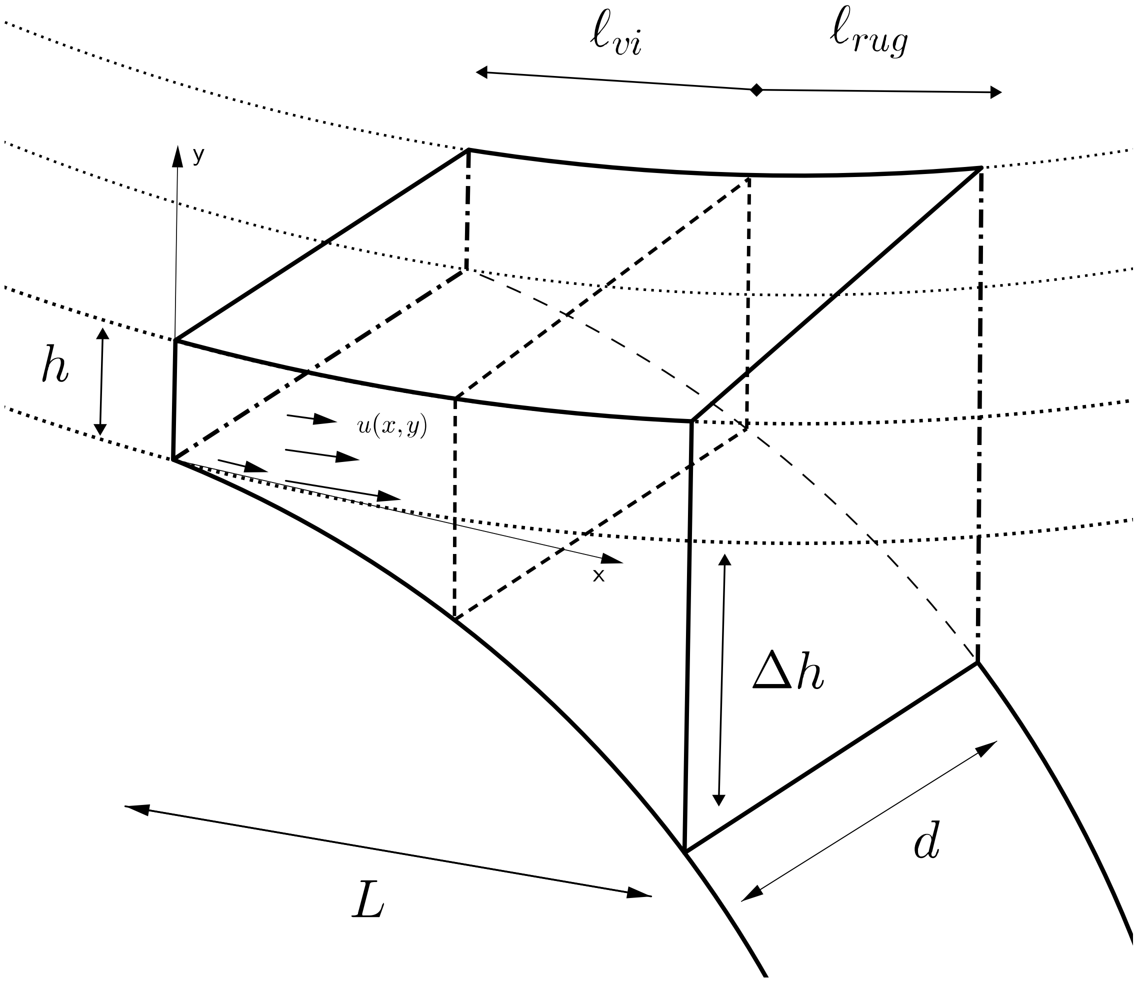
24. ábra. *A szigetelőszalag és a sárga ragasztószalag kísérleti $F - v$ görbéje*

Tudván, hogy a ragasztók ilyen változatos tulajdonságokat mutatnak, értelmezhetővé válik a 24. ábrán látható, általam mért, kereskedelemben kapható szigetelőszalagnak olyan $F(v)$ összefüggése is, melynek nincs negatív meredekségű, instabil tartománya. Véleményem szerint, ha a sárga- és a szigetelőszalag ragacsos anyagát megvizsgálnánk, kvalitatíven 23. ábrához hasonló grafikont kapnánk.

[1]poli(2-etilhexilakrilát)
[2]sztirol-izoprén-sztirol blokk-kopolimer

6.2. Egy lehetséges modell a ragasztószalag letépődési mechanizmusára

Deformációk vizsgálata során gyakran célszerű feltételezni, hogy a folyamatok – különböző sebességű – zónákra oszthatóak. Ezért a modellem egyik alapfeltevése, hogy a viszkoelasztikus töltőanyag deformációja egy meghatározott térrészben megy végbe. Ez a rész egy h magasságú, d szalagszélességben elterülő téglatest, mely az elválás vonalától L mélységig nyúlik be a töltőanyagba a szalaggal párhuzamosan. További absztrakcióként L mentén olyan egyszerre végbemenő folyamatokra bontom fel a letépődés mechanizmusát, amelyek külön-külön egyszerűen tárgyalhatók.



25. ábra. *A folyamatok felbontásának sematikus rajza*

Legyen

$$L := \ell_{rug} + \ell_{vi} \quad ,$$

ahol ℓ_{rug} és ℓ_{vi} hosszúságokat a 25. árbán láthatóan és a következőekben leírtak szerint értelmezem:

Rugalmas deformálhatóság: Legyen egy $d\,h\,\ell_{rug}$ térfogatú rész, ahol a töltőanyag már nem képes viszkózus folyásra a nagy sebesség miatt. A tárgyalt szerkezetváltozás következtében kohéziója megnő, így közelítésben úgy viselkedik, mint egy rugalmas test.

Viszkozitás szerepe: Felteszem, hogy ℓ_{vi} hosszúságban csak viszkózus lamináris folyás van.

A mérhető v letépődési sebesség függvényében írom fel az erőre vonatkozó egyenleteket, ezért a már v sebességgel letépődött szalagrésszel közvetlenül érintkező rugalmas testtel kezdem az elemzést, majd a mélyebben lévő súrlódó folyásból származó erőt elemzem.

6.2.1. Részerők

a) **Rugalmas erő**

A rugalmas térfogatban kijelölt kis tégla egytengelyű nyújtására alkalmazom a Hooke-törvényt.

$$\sigma = E\varepsilon \quad , \tag{14}$$

ahol σ a feszültség, ε pedig a relatív deformáció. E a töltőanyag *nagyobb deformációsebességre vonatkoztatott* Young-modulusa. A (14)-es képlet felírható az erőt és a megnyúlást is tartalmazó formában.

$$F_{rug} = \frac{EA}{h}\Delta h = \frac{E\ d\ell_{rug}}{h}\Delta h \tag{15}$$

A formulában $A = d\ell_{rug}$ az erőre merőleges felület. Feltételezem, hogy a kis rugókként elképzelhető (akár még szemmel is látható) kötések egy adott hőmérsékleten ugyanazon Δh megnyúlást követően elszakadnak a v sebességtől függetlenül.

b) **Viszkózus erő**

Az előbbinél összetettebb folyamat írja le a sűrű töltőanyag belső súrlódásából származó erőt. Tekintsük a d, h, ℓ_{vi} oldalú téglatestet, melyben (1) szerint a szalaggal párhuzamos áramlás valósul meg az elválási él után az elhajlott szalag által. Feltételezem, hogy az u sebességtér d szélesség mentén homogén, továbbá a szalaggal párhuzamosan $x \in [0, \ell_{vi}]$ intervallumban nullától lineárisan nő a sebesség, egészen v tépődési sebességig, valamint $y \in [0, h]$ rétegvastagság irányában szintén lineárisan változik a sebesség úgy, hogy h-ban zérus. Ezekkel a feltevésekkel a sebességtér

$$u(x,y) = \frac{x}{\ell_{vi}} \frac{h-y}{h} \, v \tag{16}$$

alakban írható. Ezek alapján az $u(x,y)$-nak y irányú gradiense

$$\frac{\partial u(x,y)}{\partial y} = -\frac{x}{h\ell_{vi}} v \quad , \tag{17}$$

ami az (1)-es egyenletnek megfelelően határozza meg a nyírófeszültséget:

$$\tau = K \left| \frac{\partial u(x,y)}{\partial y} \right|^n = K \left(\frac{x}{h\ell_{vi}} v \right)^n \tag{18}$$

A nyírófeszültség mechanikai definícióját használva (18)-ból már kifejezhető a $d\Delta x$ nagyságú felület húzásához szükséges ΔF erő. Ezt $[0, \ell_{vi}]$-on integrálva megkapjuk az F_{vi} viszkózus folyásból származó erőt, azaz

$$F_{vi} = \int_0^{\ell_{vi}} Kd \left(\frac{v}{h\ell_{vi}} \right)^n x^n \mathrm{d}x = \frac{Kd\ell_{vi}}{h^n(n+1)} v^n \quad . \tag{19}$$

6.2.2. Eredő erő

A modellem lényeges pontja az ℓ_{vi} és ℓ_{rug} hosszúságok sebességfüggésének megadása. Az előbbiekben tárgyalt szerkezetváltozásból és tapasztalatokból mondható, hogy nagyon kicsi sebességek tartományában, ahol a termikus aktiválás szerepe jelentős, szinte csak a viszkózus folyás határozza meg a letépődési folyamatot. A sebesség növekedésével a rugalmas tartomány kiszélesedik. Nagy sebességek tartományában, ahol a termikus aktiválás hatása már nem számottevő, a rugalmas deformáció fogja meghatározni a letépéshez szükséges erőt. Ilyen megfontolások, valamint az $L = \ell_{vi} + \ell_{rug}$ összefüggés alapján a két keresett hosszúság sebességfüggésének olyannak kell lennie, hogy

$$\begin{aligned} \ell_{vi} &\to L, \quad \text{ha} \quad v \to 0 \quad \text{és} \\ \ell_{rug} &\to L, \quad \text{ha} \quad v \to \infty \quad . \end{aligned} \tag{20}$$

A két szakasz hosszúságát telítési függvénnyel írom le oly módon, hogy a modell során tárgyalt térrész L karakterisztikus hosszúságát állandónak tartom. Az l_{vi} sebességfüggésének értelmezésében abból indulok ki, hogy az 5.3. pontban tárgyalt termikus aktiválás hatása mellett a t időpontban fel nem szakadt kötések N száma kis $\mathrm{d}t$ idő alatt $\mathrm{d}N$-nel változik, és

$$\begin{aligned} \mathrm{d}N &\sim \mathrm{d}t \\ \mathrm{d}N &= -\alpha N \mathrm{d}t \quad , \end{aligned} \tag{21}$$

ahol α egy állandó. Ebben a megfontolásban hallgatólagosan feltételezem, hogy az L karakterisztikus hosszúságnak megfelelően összesen N_0 kötést kell felszakítani a letépési folyamatban. A (21)-es egyenletből könnyen kiszámítható, hogy a t időpontban a fel nem szakadt kötések száma:

$$N = N_0 e^{-\alpha t} \quad , \tag{22}$$

amiből a viszkózus folyamat során felszakadt kötések N_{fel} számát a következő formulával kapjuk:

$$N_{fel} = N_0(1 - e^{-\alpha t}) \quad . \tag{23}$$

A modellben feltételezett ℓ_{vi} szerepéről könnyen belátható, hogy

$$\frac{\ell_{vi}}{L} = \frac{N_{fel}}{N_0} = 1 - e^{-\alpha t} \quad , \tag{24}$$

amiből pedig

$$\ell_{vi} = L(1 - e^{-\alpha t}) \quad . \tag{25}$$

Az állandó v sebességű letépési folyamat során nyilvánvalóan az ℓ_{vi} (és ℓ_{rug}) hosszúságok értéke stacionárius lesz. Feltételezhető, azonban, hogy a stacionárius állapot beállásához szükséges t idő függ a v sebességtől. Nagyobb t kis v mellett valósítható meg és fordítva. Így fordított arányosságot feltételezve a (25) összefüggés átírható úgy, hogy

$$\ell_{vi} = L(1 - e^{-\frac{v_0}{v}}) \tag{26}$$

és ezzel együtt

$$\ell_{rug} = L e^{-\frac{v_0}{v}} \quad , \tag{27}$$

ahol v_0 a felszakadási folyamat időbeli lefolyásának gyorsaságát kifejező állandó.

Az egyenletes letépés során a szalag végét meghúzva két független erőnek kell ellentartanunk, tehát

$$F(v) = F_{rug} + F_{vi} \quad . \tag{28}$$

A (26,27)-beli sebességfüggő hosszúságokat behelyettesítve megkapjuk a ragasztószalag letépődésének konstitutív egyenletét, ami reményem szerint jól illeszthető a kísérleteim során mért (v, F) adatpárokra.

$$F(v) = \frac{dE\Delta hL}{h} e^{-\frac{v_0}{v}} + \frac{dKL}{h^n(n+1)} \left(1 - e^{-\frac{v_0}{v}}\right) v^n \tag{29}$$

Ebben a pillanatban érdemes (29) egyenletet a szerkezetváltozás kontextusában vizsgálni. Ugyanis, ha bevezetjük

$$\begin{aligned} p_{vi} &= 1 - e^{-\frac{v_0}{v}} \quad , \\ p_{rug} &= e^{-\frac{v_0}{v}} \end{aligned} \tag{30}$$

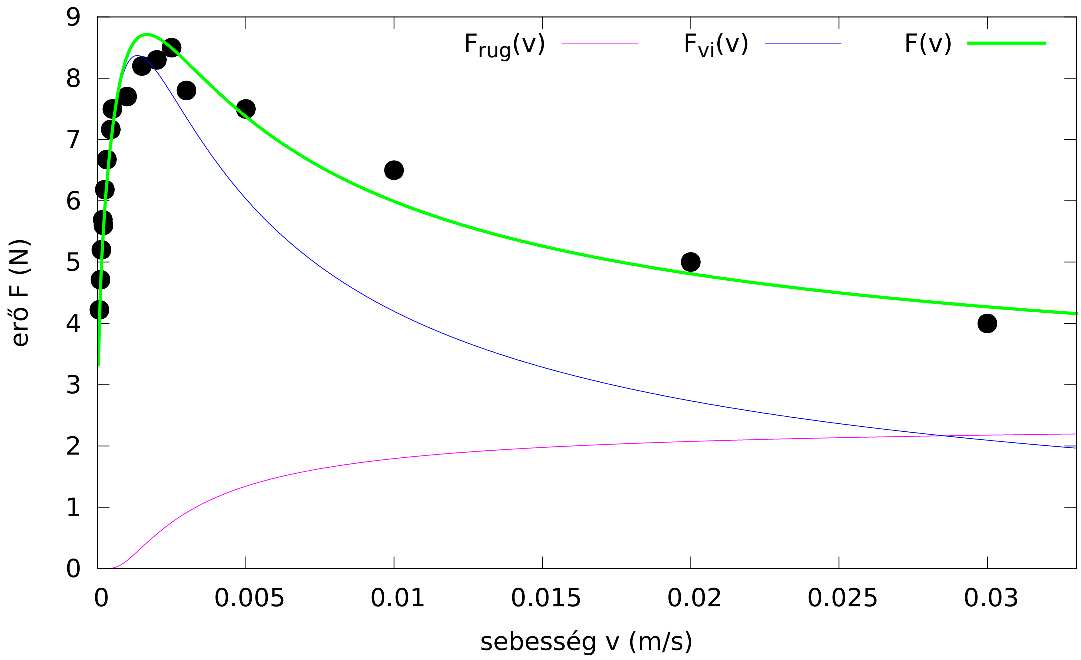
mennyiségeket, akkor a makroszkopikusan mérhető erőnek valószínűségi értelmezést adhatunk. Ha ebben a képben gondolkodunk, akkor megszabadulhatunk a téglalappá absztrahált deformációs térrészek nehezen elképzelhető dinamikájától.

Ha elfogadjuk, hogy a dilatancia következtében az anyag pillanatszerűen változik, akkor az egész $d\,h\,L$ térrész vagy viszkózusan folyik, vagy rugalmas deformációt szenved. Alacsony sebességeken kicsi annak a valószínűsége, hogy a makromolekulák egy csoportja akkora energiára tegyen szert, hogy elérje a korábban említett határ-nyírófeszültséget és elinduljon a csomósodási folyamat. Nagy sebességekre pont az ellenkező következtetést tudjuk levonni. Tehát a (30) alatti mennyiségek a viszkózus folyás, illetve vagy rugalmas deformáció folyamatának bekövetkezésének valószínűségét jelölik. Ezzel a makroszkopikusan mérhető erő mint várhatóérték az alábbi alakban írható:

$$F(v) = \frac{dE\Delta hL}{h} p_{rug}(v) + \frac{dKL}{h^n(n+1)} v^n p_{rug}(v) \quad . \tag{31}$$

6.3. Az egységes formulában szereplő paraméterek értékeinek becslése

A 26. ábrán a *sárga* ragasztószalag $F - v$ adatsorára illesztett függvény látható, valamint az 1. táblázatban a mért és illesztett állandók szerepelnek. A grafikont nézve az elméleti függvény jól leírja a mért adatokat a paraméterek megfelelő választása mellett.

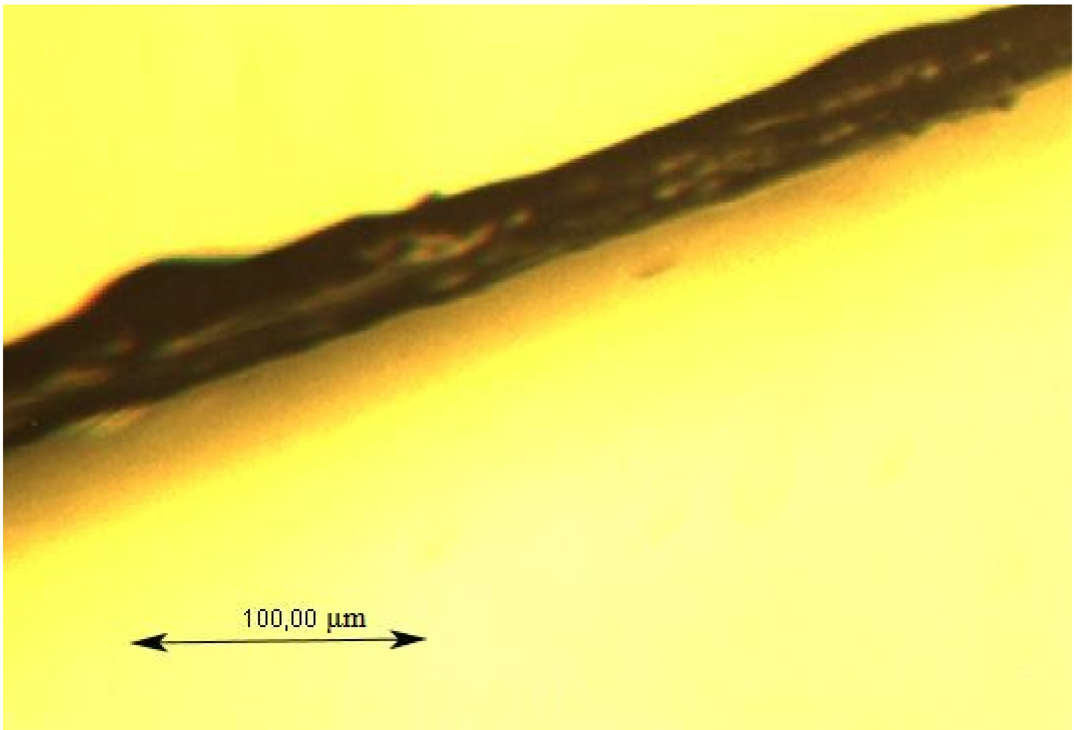


26. ábra. *Sárga szalag adatsorára illesztett függvény*

mért paraméterek	illesztett paraméterek
$n = 0.282$	$L = 1 \cdot 10^{-4}$ m
$d = 0.048$ m	$\Delta h = 2 \cdot 10^{-5}$ m
$h = 1.9 \cdot 10^{-5}$ m	$K = 761$ kPa $\cdot\, \mathrm{s}^{\mathrm{n}}$
	$E = 474$ kPa
	$v_0 = 0.0029$ m/s

1. táblázat. *Az $F(v)$ függvény paraméterei a sárga ragasztószalagra*

A szalag d szélessége gyárilag adott. h töltőanyag-vastagságot a mikroszkópos mé-



27. ábra. *Az élére állított barna szalag töltőanyag-vastagságának meghatározása mikroszkóp alatt* 100 μm-*es skálával*

réseim során készített, 27. ábrán szereplő képen egy skála segítségével mértem. A lassú tartományban az eredő erőben szereplő rugalmas tag elhanyagolható, ezért az 5.2. bekezdésben számított n kitevő felhasználható az egységes formulában is.

Vizsgáljuk meg a mért adatok felhasználásával, hogy milyen reális nagyságrendű értékeket vehetnek fel az anyagi állandók, együtthatók! Az illesztetendő paramétereket tekintve, L és Δh nagyságrendje a mért h nagyságából megbecsülhető. v_0 sebesség dimenziójú állandó az élesen kiemelkedő *3. szakasz* miatt könnyen illeszthető a grafikonra. Ezután beállíthatóak a legfontosabb K és E állandók, melyek rendre a viszkózus és a rugalmas folyamatok súlyát határozzák meg az F erőben.

Támpontot adhat a széles körben használt dimetil-polisziloxán Young-modulusa, ami körülbelül 750 kPa [23]. Egy évtizedek óta tartó, híres kísérletben természetes gyanta folyik le egy üveg tölcsérben. Megdöbbentő, hogy 83 év alatt mindössze 8 csepp formálódott; számítások szerint a viszkozitása $(10^6 - 10^8)$ Pa $\cdot$ s nagyságrendű [24].

A táblázatban szereplő illesztett értékek a becslésnek megfelelők, figyelembe véve, hogy az ilyen állandók rendkívül érzékenyek a mérési körülményekre. A (29) konstitutív egyenletben szereplő paramétereknek az eredő erőre gyakorolt hatását az $\mathcal{M}$IV. mellékletben szereplő animációkkal szemléltetem.

6.4. A töltőanyagban keletkező levegőzárványok értelmezése

A következőkben a tapasztalt buborékképződés és a vázolt modell viszonyát vizsgálom.

A mikroszkópos megfigyelések során az *1. szakasz*ban barázdákat láttam a szalag felületén (lásd a 14. ábrán), ami összeegyeztethető a nagyon kis sebességekre kapott függvénnyel és értelmezésével. Ugyanis, ilyenkor (26) alapján a viszkózus folyás L mentén nagy teret tölt be ($\ell_{vi} \gg \ell_{rug}$), azaz nagyon közel nyúlik az elválás vonalához, így a felületen ennek a folyamatnak megfelelő képet kapunk.

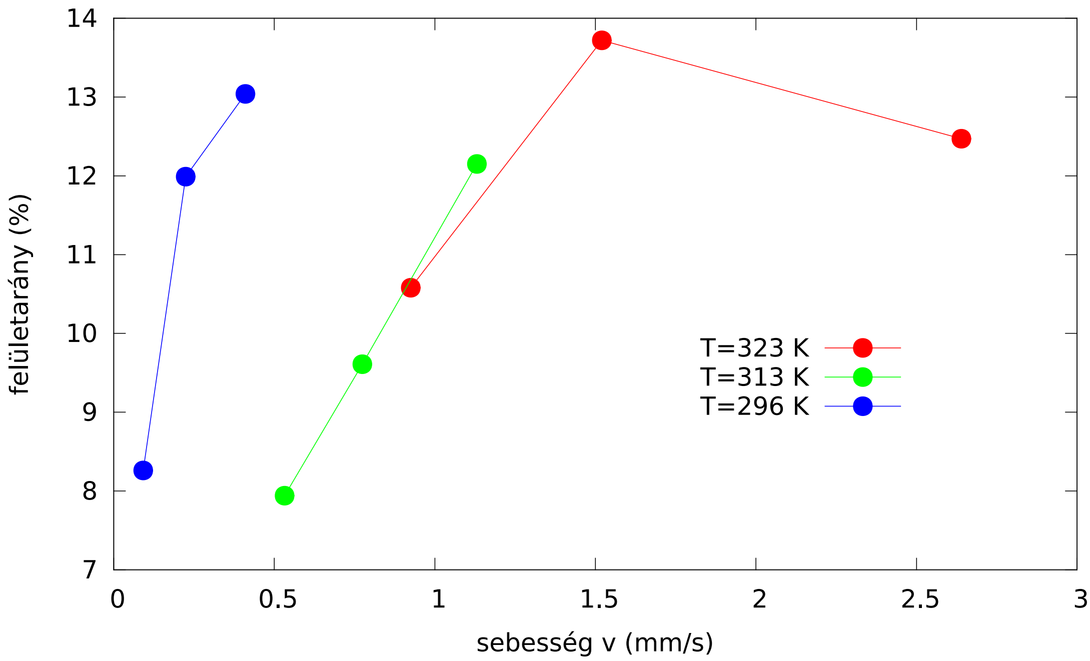
Kissé nagyobb sebességeket alkalmazva, már elég naggyá válik a rugalmas térfogat, hogy az elszakadást követően képes legyen levegőzárványokat kelteni és magában tartani. Az is érthető, hogy a sebesség növelésével – de még a *2. szakasz*ban – egyre nagyobb térfogatú ragasztóanyag képes buborékok kialakítására, ezért a buborékok sűrűsége növekszik a szalagon.

A *4. szakasz*ban közel sebességfüggetlen erőt és fényes, buborékmentes felületet figyelhettünk meg. A modellt leíró (29) egyenlet szerint a viszkózus tag lecsengése (alacsony valószínűsége) esetén az eredő erőt a telítődő rugalmas erő adja. Ez azért lehetséges, mert ilyen – *4. szakasz*beli – sebességeken, a szerkezetváltozás következtében megnő az anyag kohéziója és az elasztikus folyamat térrésze (valószínűsége) annyira felülkerekedik a viszkózusén, hogy a deformációs tér viselkedését gyakorlatilag csak ez határozza meg. Ezért az $\ell_{rug}hd \approx Lhd$ térfogat egyben szeretne maradni, tehát a *4. szakasz*ban nem valósul meg a buborékképződés jelensége.

Az instabil intervallumon természetesen a lassú és gyors tartományok optikai tulajdonságai váltakozva, az éppen aktuális sebesség függvényében jelentkeznek.

A készített mikroszkópos felvételek alapján becslést tettem a szalagon megjelenő buborékok mennyiségére. A képeket és a megjelenő árnyékokat vizsgálva kiderült, hogy a buborékok többnyire gömb alakúak, amelyek a felszínből kissé kidudorodva, egyenletesen szétszórva helyezkednek el. Átmérőjük $(17 - 23)$ μm között változott, átlagosan $D = 20.1$ μm nagyságúnak adódott.

Vizsgáljuk a buborékok merőleges vetületét a szalagfelületre, és definiáljuk a *felületarány* mennyiséget, ami százalékosan megadja a buborékok vetülete által lefedett területet; makroszkopikusan a szalag optikai tulajdonságát jellemzi. Az előzőekben beláttam, hogy a lassú tartományban a rugalmas és viszkózus térrészek sebességfüggése



28. ábra. *Buborékok felületaránya a sebesség függvényében barna szalagra, három különböző hőmérsékleten mérve*

miatt a felületarány nő a sebességgel. A 28. ábrán három hőmérsékleten, minden esetben három különböző terheléssel húzott szalagra kapott felületarányt láthatjuk a sebesség függvényében. Az effektusok következő fejezetben tárgyalt erős hőmérsékletfüggése nem teszi lehetővé a buborékképződés hőmérsékletfüggő leírását, mivel az egyes paraméterek között bonyolult és esetünkben nem ismert kapcsolatok állak fenn.

Ezek az adatok megerősítik azt az feltevésemet, miszerint állandó hőmérsékleten a buborékok által lefedett terület a sebességgel növekszik. A $T = 323$ K-es görbének a legnagyobb sebességen való kis visszaesése a mérések bizonytalanságából fakadhat. A kidomborodó buborékok fókuszálása is megnehezítette a becslést és a kiértékelés menetét, mert egyes képeknél nem lehetett egyértelműen eldönteni, hogy mit tekintünk buboréknak.

A buborékképződési folyamatnak alaposabb vizsgálatához további elméletekre és pontosabb mérésekre van szükség.

6.5. A konstitutív egyenlet hőmérsékletfüggéssel kiegészített alakja

Egyes termékek esetében megfigyelhető, hogy a maximális erő feltételezhető környezetében nem jelentkezik határozottan az instabilitási jelenség, tehát az eddigi levezetések alapján $F(v)$ függvény ellaposodik a *3. szakasz* környékén. Azonban érdekes, hogy lehűtve (például mélyhűtőbe téve) már tapasztalhatóak a bevezetőben említett motiváló effektusok.

A feltevésekkel levezetett konstitutív egyenlet segítségével magyarázatot találtam az $F-v$ összefüggés alakjára, valamint a szalagfelületen megjelenő struktúrákra, vagy azok hiányára. Azonban a konstruált modell még nem tudja a hőmérsékletváltozás okozta hatásokat. Ezért a (7) egyenlet és az azt megelőző gondolatok segítségével vizsgálom a (29) erőtörvény T hőmérséklettől való függését. Fontos megjegyeznem, hogy a (29) konstitutív összefüggésben szereplő paraméterek nem függetlenek egymástól, (sőt a kapcsolatok valószínűleg nem is lineárisak) ezért a kiértékelés csak a $T_0 = 23$ °C-os szobahőmérséklet körüli szűk tartományban lehet értelmes.

A 5.3. szakaszban a molekulák közti kötések felszakadásával magyaráztuk a v sebesség hőmérsékletfüggését. Itt is ugyanígy járunk el: feltehetjük, hogy a termikus hatások által felszakított kötések gyengítik az anyag kohézióját, azaz hőmérséklet növekedésével K és E csökken. Általában elmondható, hogy a rugalmas állandó sokkal kevésbé érzékeny a hőmérsékletre, így modellemben csak az F_{vi} erő szorul korrekcióra. $K(T)$ változásának jobbára az alacsony sebességeken van hatása, ahol

$$F(v \to 0) \sim v^n \tag{32}$$

szerint változik az erő. Felhasználva az alacsony sebességeken alkalmazott (7) formulát, a viszkózus erő az alábbi alakban írható.

$$F_{vi}(v \to 0) = \frac{dK(T)L}{h^n(n+1)} A^n e^{-\frac{nQ_k}{RT}} \tag{33}$$

Az állandó terhelő erőt feltevő (7)-ben az exponenciális faktor a sebességet módosította, viszont most $K(T)$-re szeretnénk átruházni a hőmérsékleti korrekciót. A fenti (33) kifejezésnek a hőmérséklet szerinti deriváltját véve és az erő állandóságát kihasználva a

$$\frac{\mathrm{d}K(T)}{\mathrm{d}T} = -\frac{nQ_k}{RT^2} K(T) \tag{34}$$

differenciálegyenlet adódik, melynek peremfeltétele az, hogy szobahőmérsékleten visszakapjuk az eredeti, (29)-beli K-t. Ezzel az illesztett megoldás:

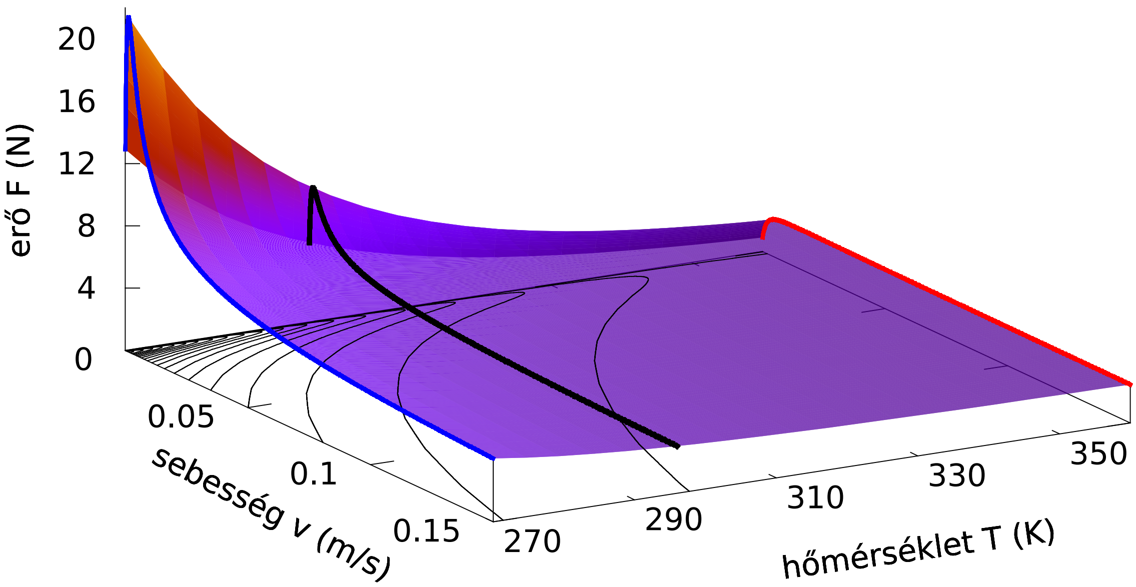
$$K(T) = Ke^{\frac{nQ_k}{R}(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0})} \tag{35}$$

(9), illetve (5)-beli mérési eredményeket felhasználva $nQ_k \approx 30\ \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$-nak adódik (sárgára: $n_sQ_{k,s} = 23.58\ \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$).

Ezzel F erő felírható v és T függvényeként.

$$F(v,T) = \frac{dE\Delta hL}{h}e^{-\frac{v_0}{v}} + \left[\frac{dKL}{h^n(n+1)}\left(1-e^{-\frac{v_0}{v}}\right)\ v^n\right]e^{\frac{nQ_k}{R}(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0})} \tag{36}$$

A kétváltozós függvényt egy felülettel szemléltetem a 29. ábrán, amelyen fekete görbével jelöltem a szobahőmérséklet metszetét. Látható, hogy T_0 alatti és feletti erő-sebesség grafikonok alakjai kvalitatíven is megváltoznak, tehát a hőmérséklet nagy hatással van a instabilitás jelenségére, amit a következő fejezetben tárgyalok részletesebben.



29. ábra. *A hőmérséklet- és sebességfüggéssel ábrázolt F erő felülete*

7. Numerikus szimuláció

A kísérletek során tanulmányozott instabil jelenség már korán felkeltette a kutatók érdeklődését, melyet statisztikus és determinisztikus módszerekkel is vizsgáltak.

Elemezték az érdekes sebességtartományban megvalósuló akusztikus jelenségek gyakoriságát, ezzel fontos következtetéseket vontak le a húzósebesség, mint kontrollparaméter hatásáról. Ám ez nem ad magyarázatot az instabil, oszcilláló letépődés kialakulására és fennmaradására.

A továbbiakban egy ideális, számolás szempontjából kényelmes geometriával rendelkező kísérleti összeállítást elemzek, ami a szakirodalomban megtalálható. Az általam konstruált modell fontos hiányt pótol az említett összeállításban, ezzel egy *teljes elméleti leírás* jön létre a jelenségkörről.

7.1. Ideális kísérleti összeállítás

A 3. ábrán látható elrendezés hasonló az MTS berendezéssel megvalósított mérési összeállításhoz. A különbség csupán annyi, hogy a tekercs és a csévélő motor közti $\overline{OO'}$ távolság most állandó. Felírva a kinetikai és dinamikai összefüggéseket, levezethető egy egyenletrendszer, mely a rendszer időfejlődését írja le [10].

$$FV_0 = k\delta\dot{\delta} + \Theta\omega\dot{\omega} + F_0(v)v \tag{37a}$$

$$\Theta\dot{\omega} = FR\cos\vartheta \tag{37b}$$

$$R\dot{\alpha} = \omega R - v \tag{37c}$$

$$\dot{H} = \dot{\delta} + (v - V_0) \tag{37d}$$

A energiamegmaradást leíró (37a) összefüggésben δ a k rugóállandójú szalag megnyúlása a szalagban ébredő F erő hatására. Θ az ω szögsebességgel forgó R sugarú tekercs tehetetlenségi nyomatéka. Az empirikus

$$F(1 + \sin\alpha) = F_0(v) \tag{38}$$

összefüggés nem túl nagy α szögekre jól leírja a szalagban ébredő erő és az elválási pont pozíciójának kapcsolatát. A 3. ábráról látható, hogy pontosan (38) jelenti az $F_0(v)$ mérési utasítását. Ugyanis méréseink során a stabil tartományokban $\alpha = 0$, így

$F = F_0(v)$, azaz a viszkoelasztikus anyag ellenállása és a húzóerő egyensúlyt tart. (37c) és (37d) az egyes pontokban lévő sebességek közti kapcsolatot fejezik ki. A geometriából és az $R \ll \overline{OO'}$ közelítésből adódik, hogy $\cos\vartheta \approx -\sin\alpha$. Ezzel egy differenciálegyenlet-rendszer vezethető le, amely láthatóan nem-lineáris, csatolt és több helyen is szinguláris.

$$\dot{F} = k\left[(\omega R - v)\frac{F_0 - F}{F} - (v - V_0)\right] \tag{39a}$$

$$\dot{v} = \frac{1}{F_0'(v)}\left[\dot{F}\frac{F_0}{F} + F\left(\omega - \frac{v}{R}\right)\sqrt{1 - \left(\frac{F_0 - F}{F}\right)^2}\right] \tag{39b}$$

$$\dot{\omega} = \frac{R}{\Theta}(F - F_0) \tag{39c}$$

7.2. Az instabilitás értelmezései

Az 5.5. részben láttuk, hogy instabilitás akkor jelentkezik, ha az $F_0(v)$ görbe erősen negatív meredekségű. Ez a magyarázat korrekcióra szorul, a probléma numerikus kezeléséhez egzakt, kvantitatív leírásra van szükség.

Az eredő erő statisztikus értelmezése során adódik kérdés, hogy létrejöhet-e stabil letépődés az $F_0'(v) > 0$ esetben. Ha az eredő erőt a részerők várhatóértékeként értelmezzük, akkor minden időpillanatban csak egyféle folyamat szerint deformálódik az anyag. Azon a v^* sebesség környezetében, ahol $p_{vi} = p_{rug} = \frac{1}{2}$, ott ezek a folyamatok gyorsan váltakoznak, így a pillanatnyi erő hirtelen nagyot ugrik, ezzel kialakulhat az instabil lelépődési folyamat. Tehát

$$F_{vi}(v^*) \neq F_{rug}(v^*) \quad , \tag{40}$$

ahol $v^* = \frac{v_0}{\ln 2}$. Felmerül a kérdés, hogyan lehet stabilizálni ezen a sebességen a letépődést. A hőmérsékletfüggő (36) formula kínálja a megoldást, ugyanis létezik egy olyan T_s hőmérséklet, amikor a kétfajta mechanizmusból származó részerő megegyezik, azaz a stabilitási feltétel

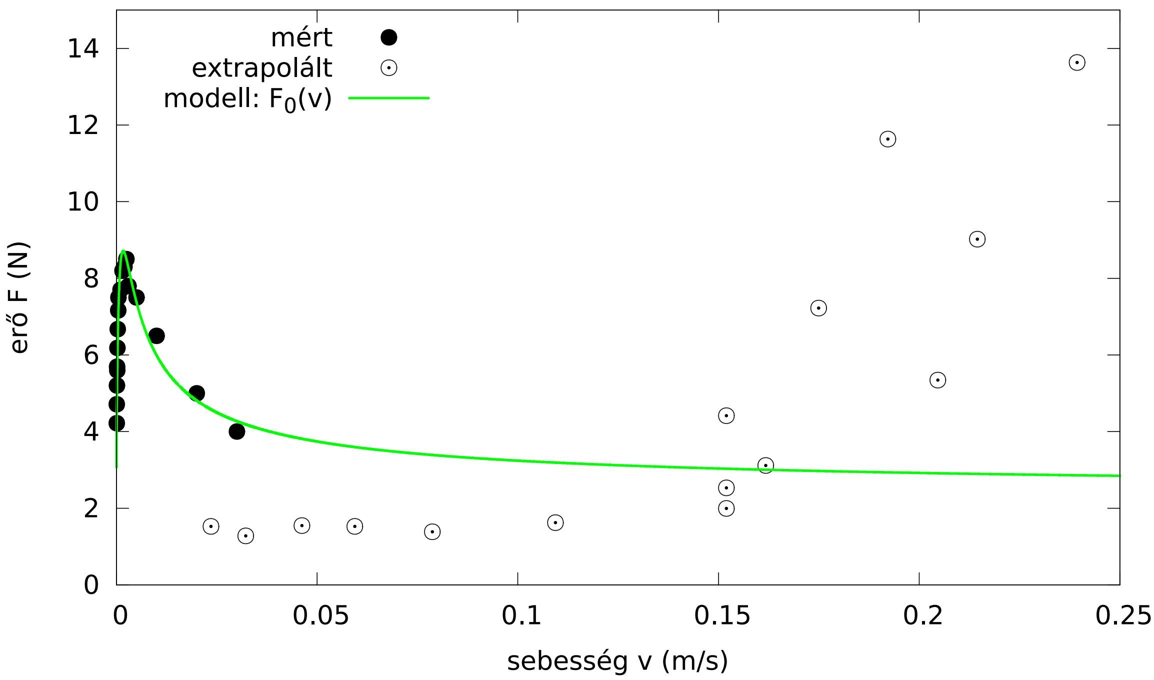
$$\frac{F_{vi}(v^*)\ e^{\frac{nQ_k}{R}\left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_0}\right)}}{F_{rug}(v^*)} \stackrel{!}{=} 1 \quad . \tag{41}$$

Ebből kifejezhető a stabilizáló hőmérséklet:

$$T_s = \frac{1}{\frac{1}{T_0} - \frac{R}{nQ_k}\ln\frac{F_{vi}(v^*)}{F_{rug}(v^*)}} \tag{42}$$

Sajnos az így tárgyalt instabilitás numerikus kezelése nehézkes, (39) egyenletrendszerhez nem használható fel közvetlenül, valószínűleg összetettebb eljárást kellene alkalmazni. Ezért célszerű a probléma determinisztikus leírását előtérbe helyezni.

Alacsony sebességeken $F_0'(v) > 0$, a letépődés stabil egészen $F_0(v)$ maximumáig. Ezután végig negatív meredekséget, azaz (13) értelmezés szerint tiltott tartományt ír le a modell, ami nem egyezik a tapasztaltakkal. Nagyobb húzósebességeken sajnos nem volt lehetőségünk mérni, így 6. ábrán szereplő irodalmi adatok alapján extrapoláltam az adatpontjaimat, ezzel megjelent – a 30. árbán láthatóan – egy pozitív meredekségű tartomány nagyobb sebességeken is. Az extrapolálást úgy végeztem, hogy a pontosabban mérhető lassú tartomány pontjait transzformáltam egymásra, így az első extrapolált pontok az általam mérthez képest ugranak.



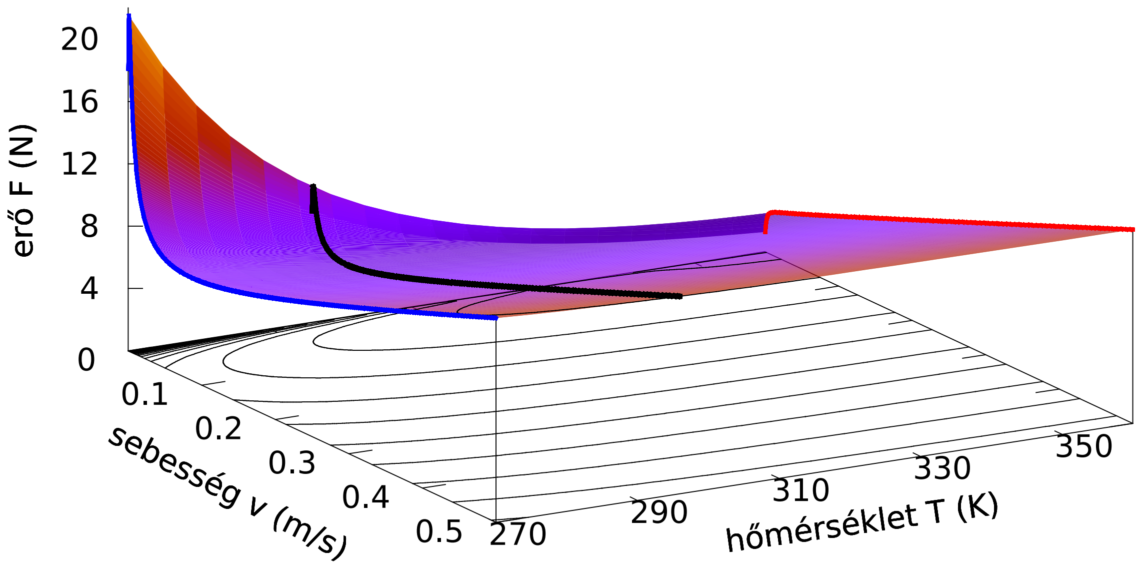
30. ábra. *Az saját- és extrapolált adatpontok*

Ezt, az ismét növekvő tendenciát mutató erőt, nem tudja leírni a modellem, mivel az csak a ragasztóanyag deformációját veszi figyelembe. Nagyobb sebességek tartományában nem szabad elhanyagolni a rugalmas szalag deformációját, ugyanis amíg a szalag a tekercsen van zérus a feszítettsége, a letépődöttnek pedig $F_0(v, T)$. Sőt az elváláskor a szalag hirtelen „irányt vált”, azaz nagyon kis görbületi sugara van. Ez a relaxációs folyamat nagyobb sebességeken már számottevő, de a szimuláció szempontjából megfelelő közelítés, ha egy sebességgel arányos (hőmérséklettől független) additív erővel vesszük figyelembe az effektust.

A 31. ábra szemlélteti a (36) konstitutív összefüggés ezen korrekcióval kiegészített alakját, ami már alkalmas a numerikus probléma globális kezelésére. A megoldás során a tiltott tartományt a

$$\frac{\mathrm{d}F_0(v,T)}{\mathrm{d}v} < 0 \tag{43}$$

feltétel jelöli ki.



31. ábra. *Az $F_{korr} \approx 20v$ lineáris taggal kiegészített $F_0(v,T)$ erő felülete*

7.3. Az új egyenletrendszer és a szimuláció eredménye

Eddig a (39) egyenletrendszer megoldásához kulcsfontosságú $F_0(v)$ függvényt különböző módszerekkel állították elő a szakirodalomban. Legegyszerűbb esetben, csak az instabilitásra fókuszálva, két pozitív meredekségű egyenest helyeztek a tiltott tartomány két végéhez [10]. Az alaposabb elemzésekhez már egy kellően jól kezelhető függvényt illesztettek a mérési adatokra [11].

Ezzel szemben az általam levezetett $F_0(v,T)$ konstitutív egyenlet nem csak egy tényleges fizikai tartalommal rendelkező összefüggés, de a folyamat hőmérsékletfüggését is tartalmazza. Hogy jobban illusztráljam ennek jelentőségét, (39)-et kiegészítem ($\dot{V}_0$ és $\dot{T}$) húzósebesség- és hőmérsékletváltozással. A levezetések során kiderült, hogy utóbbi $\dot{v}$ kifejezést módosítja.

$$\dot{F} = k\left[(\omega R - v)\frac{F_0 - F}{F} - (v - V_0)\right] \tag{44a}$$

$$\dot{v} = \frac{1}{\frac{\partial F_0}{\partial v}\Big|_T}\left[\dot{F}\frac{F_0}{F} + F\left(\omega - \frac{v}{R}\right)\sqrt{1 - \left(\frac{F_0 - F}{F}\right)^2} - \frac{\partial F_0}{\partial T}\bigg|_v \dot{T}\right] \tag{44b}$$

$$\dot{\omega} = \frac{R}{\Theta}(F - F_0) \tag{44c}$$

$$\dot{T} = \dot{T}(t) \tag{44d}$$

$$\dot{V}_0 = \dot{V}_0(t) \tag{44e}$$

$\dot{V}_0$ és $\dot{T}$ alakja tetszőleges, leírhatunk vele bekapcsolási-, súrlódási jelenségeket vagy egyéb keresztkapcsolatokat.

Speciálisan, egy exponenciális bekapcsolási jelenségen keresztül szimulálom a lassú, instabil és gyors tartománybeli folyamatokat, melyeknek numerikus eredményei és vizualizációi az $\mathcal{M}$V., $\mathcal{M}$VI. és $\mathcal{M}$VII. mellékletben láthatók. Az eredmények mindhárom folyamatra helytállóak, jól visszaadják a kísérleti tapasztalatokat.

A 31. ábráról láthatjuk, hogy egy szobahőmérsékleten instabil letépődésre képes szalagot kellően magas hőmérsékletre melegítve, annak erő-sebesség függvénye végig monoton növekvő lesz, eltűnik a tiltott tartománya. Ezzel a V_0 húzási sebesség mellett a T hőmérséklet is megjelenik az instabilitás kontrollparaméterként. Jelen dolgozat elkészülte után az ezzel kapcsolatos számításokkal és szimulációkkal tervezek foglalkozni.

8. Összefoglalás

A szakdolgozati munkám során egy, a hétköznapokban tapasztalt érdekes jelenség elemzéséből indultam ki, ami a nem-newtoni folyadékok sajátos viselkedésének köszönhető. Mivel gyakorlati, műszaki szempontokból is fontos az ilyen tulajdonságú anyagoknak különböző körülmények mellett való viselkedése, részletesebben foglalkoztam a témával.

Munkám során különböző ragasztószalagok esetében, széles húzósebesség-tartományban tanulmányoztam a letépődési folyamatot, az állandó (v) sebességgel történő letépődéshez szükséges (F) erőt, illetve az $F - v$ összefüggést széles hőmérsékleti skálán. Méréseim eredményei azt mutatták, hogy a jelenségkör – a mechanikai és optikai megfigyeléseket is figyelembe véve – négy jellegzetes szakaszra osztható és tárgyalható. Lassú tépéseknél az F erő értéke nagyon erősen függ a tépési sebességektől, ami azzal magyarázható, hogy ebben az esetben a folyamatot a ragacsos töltőanyag viszkózus folyása határozza meg, melynek mértékét befolyásolja a termikus aktiválás. A gyors tépéseknél a ragasztóanyag deformációja már kevésbé függ a sebességtől, a mérhető F erő értékét feltehetően a szilárd testként viselkedő töltőanyag és a rugalmas szalag együttese határozza meg. Az $F - v$ függvény maximuma körül instabil letépődés valósulhat meg, aminek valószínűségi és dinamikai értelmezést is adtam.

A nem várt tendenciát mutató tépési erőt az anyag egy valószínű szerkezetváltozásával és ennek következtében lezajló folyamatok segítségével értelmeztem. Sikerült egy olyan modellt alkotnom, amely egyszerű, könnyen kezelhető „építőkövekből" felépíti az összetett jelenségeket mutató rendszert, és a hőmérséklet szerepét is kiemeli az instabilitás szempontjából. Az így kapott $F_0(v, T)$ konstitutív egyenlet jól írja le a mérési adatokat, ezenkívül szemléletes magyarázatot ad a kísérő optikai jelenségekre is. Az erőtörvény a numerikus szimuláció során lényeges hiányt pótol a jelenségkör megértésében, az így kapott eredmények visszaadják a kísérleti tapasztalatokat.

A hétköznapi ragasztószalagok viselkedése kitűnő demonstrációs eszközként szolgálhat az instabilitás mint általános fogalom bevezetésében, vagy akár a különleges tulajdonságú folyadékok bemutatásában is. Az is elmondható, hogy tudományos szempontból egy első ránézésre nem túl érdekes objektum, gyakran – az alapos vizsgálódások során – meglepő tulajdonságot mutat és nem várt elméleti módszerek használatához vezethet.

9. Köszönetnyilvánítás

Végezetül megköszönöm témavezetőm, dr. Nguyen Quang Chinh elméleti és gyakorlati útmutatását, ami lehetővé tette ennek a dolgozatnak a létrejöttét. Szintén köszönettel tartozom dr. Vörös Györgynek, aki az MTS géppel végzett mérések tervezését és dokumentálását vezette. Külön ki szeretném emelni dr. Ispánovity Péter Dusánnal folytatott konzultációkat, melyek nagyban hozzájárultak a numerikus problémák sikeres kezeléséhez.

Megköszönöm az Anyagfizikai Tanszéknek, hogy lehetőséget biztosított a tanszéken lévő mérőeszközök használatára.

Hivatkozások

[1] Aubrey, D. W., Welding, G. N. & Wong, T. Failure mechanisms in peeling of pressure-sensitive adhesive tape. *Journal of Applied Polimer Science* **13**, 2193–2207 (1969).

[2] Lu, Z., Yu, S., Wang, X. & Feng, X. Effect of interfacial slippage in peel test: Theoretical model. *The European Physical Journal E* **23**, 67–76 (2007).

[3] Camara, C. G., Escobar, J. V., Hird, J. R. & Putterman, S. Correlation between nanosecond x-ray flashes and stick-slip friction is peeling tape. *Nature* **455**, 1089–1093 (2008).

[4] Pizzi, A. & Mittal, K. L. (eds.). *Handbook of Adhesive Technology*, chap. **4** (Marcel Dekker, Inc., New York – Basel, 2003), second edn.

[5] Barquins, M., Khandani, B. & Maugris, D. Propagation saccadeé de fissure dans le pelage d'un solide viscoélastique. *C. R. Acad. Sci. Paris* **303**, 1517–1519 (1986).

[6] Barquins, M. & Ciccotti, M. On the kinetics of peeling of an adhesive tape under a constant imposed load. *International Journal of Adhesion and Adhesives* **17**, 65–68 (1997).

[7] Silly putty. URL `http://en.wikipedia.org/wiki/Silly_Putty`.

[8] Different types of 4WD (1998-2000). URL `http://www.autozine.org/technical_school/traction/tech_traction_4wd_2.htm`.

[9] Adhesive tapes information: How adhesive tape is made (2015). URL `http://www.globalspec.com/learnmore/manufacturing_process_equipment/stock_fabricated_materials_components`.

[10] Hong, D. C. & Yue, S. Deterministic chaos in failure dynamics: Dynamics of peeling of adhesive tape. *Physical Review Letters* **74**, 254–257 (1995).

[11] De, R., Maybhate, A. & Ananthakrishna, G. Dynamics of stick-slip in peeling of an adhesive tape. *Physical Review E* **70**, 046223–046234 (2004).

[12] Pizzi, A. & Mittal, K. L. (eds.). *Handbook of Adhesive Technology*, chap. **12** and **44** (Marcel Dekker, Inc., New York – Basel, 2003), second edn.

[13] Allen, K. W. (ed.) *Adhesion 12* (Elsevier Applied Science, 1988).

[14] Werner Bence Tamás. A ragasztószalag letépésekor fellépő fizikai folyamatok vizsgálata. *TDK dolgozat* (2010). ELTE, Budapest.

[15] Ciccotti, M., Giorgini, B. & Barquins, M. Stick-slip peeling of an adhesive tape: evolution of theoretical model. *International Journal of Adhesion and Adhesives* **18**, 35–40 (1998).

[16] Gumi. URL `http://hu.wikipedia.org/wiki/Gumi`.

[17] Creton, C. & Hooker, J. Bulk and interfacial contributions to the debonding mechanisms of soft adhesives: Extension to large strains. *Langmuir* **17**, 4948–4954 (2001).

[18] University of Waterloo. Bond lengths and energies. URL `http://www.science.uwaterloo.ca/~cchieh/cact/c120/bondel.html`.

[19] Barabás János. Különleges mechanikai tulajdonságú műanyag belső súrlódásának mérése. *szakdolgozat* (1983). ELTE, Budapest.

[20] Bérces, G. A Portevin – Le Chatelier effektus. *Magyar Fizikai Folyóirat* **33**, 494–498 (1983).

[21] Cicotti, M., Giorgini, B., Vallet, D. & Barquins, M. Complex dynamics in the peeling of an adhesive tape. *International Journal of Adhesion and Adhesives* **24**, 143–151 (2004).

[22] Dilatant. URL `http://en.wikipedia.org/wiki/Dilatant`.

[23] Lötters, J. C., Olthuis, W., Veltink, P. H. & Bergveld, P. The mechanical properties of the rubber elastic polymer polydimethylsiloxane for sensor applications. *Journal of Micromechanics and Microengineering* **7**, 145–147 (1997).

[24] Edgeworth, R., Dalton, B. J. & Parnell, T. The pitch drop experiment. *European Journal of Physics* **5**, 198–202 (1984).

Mellékletlista

Az alábbi tartalmak a szakdolgozathoz csatolt CD `mellékletek` mappájában találhatók, valamint a `matemihaly.web.elte.hu/ragaszto/mellekletek` honlapon elérhetők, amit folyamatosan frissítek.

$\mathcal{M}$I. `terheles.avi`
Terheléssel megvalósított mérési folyamat alacsony sebességeken.

$\mathcal{M}$II. `mts_gyors.avi`
A magas sebességek tartományának mérése MTS berendezés segítségével.

$\mathcal{M}$III. `terheles_instabil.avi, mts_instabil.avi`
Terheléses mérés, illetve MTS mérés során fellépő instabilitás.

$\mathcal{M}$IV. `dh.avi, E.avi, K.avi, L.avi, n.avi, v0.avi`
A konstitutív egyenlet viselkedése egy-egy paraméter változtatására.

$\mathcal{M}$V. `lassu.avi, lassu.pdf`
Bekapcsolási jelenség az alacsony sebességek tartományára.

$\mathcal{M}$VI. `instabil.avi, instabil.pdf`
Bekapcsolás egy tiltott tartománybeli sebességre.

$\mathcal{M}$VII. `gyors.avi, gyors.pdf`
Gyors tartományban lévő letépődés a bekapcsolási tranziensek lecsengésével.

NYILATKOZAT

Név: Máté Mihály

ELTE Természettudományi Kar, szak: Fizika BSc

NEPTUN azonosító: N3Y91O

Szakdolgozat címe:
Ragasztószalagok letépésének dinamikája: sebességfüggés és instabilitás

A **szakdolgozat** szerzőjeként fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy a dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések standard szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Budapest, 2015. május

____

a hallgató aláírása