

MODEL PERHITUNGAN KAPASITAS TERMAL URANIA PADA TEMPERATUR SANGAT TINGGI DARI PENGUKURAN KALORIMETRI DENGAN KILATAN LASER

Suwardi
Pusat Elemen Bakar Nuklir

ABSTRAK

Model perhitungan kapasitas termal urania pada temperatur sangat tinggi dari pengukuran kalorimetri dengan kilatan laser. Disajikan metoda perhitungan transfer panas pada kalorimeter kilatan laser untuk menentukan kapasitas panas urania pada temperatur sangat tinggi. Butir urania berdiameter \AA 500 mm dalam autoklaf atmosfer inert tekanan tinggi (\AA kilobar) dipanaskan dalam orde milidetik mencapai ribuan K dengan kilatan berkas-berkas laser Nd YAG pada beberapa posisi radial. Temperatur permukaan urania sebagai fungsi waktu diukur dengan pirometer. Disajikan model rugi-rugi panas permukaan bola, koefisien-koefisien termodinamika pada perubahan fase, penentuan kapasitas panas sebagai fungsi temperatur dilakukan secara iterasi penyelesaian sistem, pemanfaatan metalografi pasca iradiasi untuk verifikasi model satu dimensi.

ABSTRACT

Heat transfer model for evaluation of urania heat capacity using laser flash calorimeter. This paper presents the model and computation of heat transfer of laser calorimeter in determining the heat capacity of urania at high temperature. The urania has specifically prepared as spherical grain which diameter is about 500 nm and is placed in an autoclave with high pressure (kbar) inert gas. The grain is heated (≈ 1000 K) by means of several Nd-YAG laser flashes oriented it at different positions. The surface temperature along the experiment is measured and recorded by a pyrometer system. Heat transfer model considers the conduction in the bulk of different phases and related physical constants, and the surface losses by radiation and convection. The solution of the model determines the heat capacity along correspondent temperature. Post irradiation metallography serves as the model verification.

PENDAHULUAN

Termodinamika bahan bakar nuklir memegang peranan penting dalam analisis keselamatan reaktor yang melibatkan ekskursi reaktivitas yang hebat seperti pada reaktor cepat. Usaha untuk mendapatkan persamaan keadaan yang handal dari bahan bakar urania sampai pada suhu kritis telah dilakukan dalam kurun dasawarsa terakhir ini¹. Dalam makalah ini disajikan satu metoda analisis data pengamatan percobaan penentuan kapasitas panas urania pada keadaan mendekati titik kritis yang menggunakan metoda kalorimetri dengan laser sebagai sumber energi panas seperti telah dilakukan ITU (*Institut for Transuranium Elements*), Karlsruhe FRG². Secara implisit diketengahkan manfaat laser dan dalam studi eksperimental penentuan sifat termodinamika urania pada kondisi ekstrem.

Model termodinamika urania yang telah dikembangkan atas dasar eksperimen sebelumnya memang dapat dimanfaatkan sampai dengan batas tertentu, untuk interpolasi besaran utama seperti kesetimbangan tekanan uap dan potensial termodinamika dengan cukup akurat, akan tetapi beberapa besaran seperti kapasitas panas, C_p , masih mengandung ketidakpastian yang besar³.

EKSPERIMEN PENGUKURAN

Cuplikan urania dibuat bentuk bola dengan diameter \AA 500 mm. Cuplikan oleh sebuah jarum pipih dari bahan tungsten yang ditancapkan pada lubang yang telah disiapkan. Sampel diletakkan dalam otoklaf, berjendela inframerah untuk berkas laser dan kamera pirometer, dengan atmosfer gas inert tekanan tinggi ribuan bar. Empat berkas laser-daya diarahkan tegak lurus permukaan bola dengan titik-titik penembakan membentuk konfigurasi tetrahedral sama sisi. Diameter berkas laser diatur untuk mendapatkan isotropi penyinaran yang terbaik. Temperatur permukaan diukur pada titik-titik penyinaran selama dan setelah iradiasi dengan menggunakan pirometer inframerah, yang energinya tidak diserap oleh gas maupun jendela otoklaf yang dilewati. Dilakukan pemeriksaan mikrofotografi pasca iradiasi pada cuplikan pelelehan parsial, yang memberi informasi penetrasi maksimal *front* pelelehan.

Model Perpindahan Panas

Mekanisme rugi panas pada permukaan bola

Rugi panas sistem bola urania sebagai kalori meter adalah :

1. Radiasi

Digunakan emisivitas total hemisferik dari sampel sebagai parameter penentuan radiasi. Ketakpastian berasal dari data ralat temperatur permukaan. Emisivitas total hemisferik dihitung dengan persamaan berikut :

$$\epsilon_\lambda = 2 \int_0^{\pi/2} \epsilon_\lambda(\theta) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad (1)$$

$\epsilon_j(p/2)$ adalah emisivitas normal, $\epsilon_j(q)$ adalah emisivitas angular. Untuk bahan nonlogam diperoleh :

$$\epsilon_\lambda(\theta) = \epsilon_\lambda \left(\frac{\pi}{2} \right) F(\theta) \quad \dots\dots(2)$$

Pada persamaan itu $F(q)$ adalah fungsi yang mengecil. Nilai $F(q)$ menurut Wagner dkk [6] adalah konstant sampai dengan 45 kemudian menurun hingga nol pada 90. Nilai ϵ_j adalah :

$$\epsilon_\lambda = (0.95 \rightarrow 0.98) \epsilon_\lambda^n \quad \dots\dots(3)$$

ϵ_j naik kearah satu dengan kenaikan temperatur. Dengan itu maka emisivitas total hemisferik dapat disajikan dalam persamaan (4)

$$\epsilon = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^\infty \epsilon_\lambda(\lambda, T) I(\lambda, T) d\lambda \quad \dots\dots(4)$$

σ adalah tetapan Stefan-Boltzman Pengintegralan ruas kanan cukup teliti dengan batas 400 dan 5000 nm, yang dalam Kelvin antara 3000 dan 8000, ialah merupakan melebihi 95% emisi radiasi benda hitam. Ini akan memberi pengurangan presisi dibawah 5%. Emisivitas spektral ϵ_j bertambah besar, baik dengan kenaikan T maupun λ , kecuali pada rentang sempit pada perubahan fasa padat-cair dengan kurva bentuk v. Di atas T_m emisivitas spektral kecenderungannya seperti pada fasa padat. Emisivitas ini konvergen pada nilai 0.9 ± 0.2 dengan kenaikan temperatur dan di atas 3600 nm.

Pada integrasi dengan interval batas yang kecil, menurut Pade [19] ϵ_j dapat didekati dengan

$$\epsilon(\lambda) = \frac{c_1 + c_2 \lambda^2}{1 + c_3 \lambda^3} \quad (5)$$

$C_1, C_2,$ dan C_3 adalah tetapan yang merupakan fungsi temperatur. Ini diperoleh dari pengepasan (*fitting*) kurva data eksperimen isothermal. Emisivitas, luas, dan suhu urania jauh lebih besar daripada tungsten, maka rugi radiasi bola selalu lebih besar daripada radiasi tungsten.

2. Konveksi

Rugi konveksi ini dievaluasi menggunakan parameter dan variabel termodinamika yang terlibat antara lain tekanan, temperatur, viskositas, konduktivitas panas, dan parameter adimensi bilangan Nuselt, Grashoff, Prandtl. Koefisien rugi panas konveksi sebagai fungsi bilangan Nuselt adalah

$$D_{conv} = X \frac{Nu}{Y} \quad (6)$$

x adalah konduktivitas panas dan Nu didefinisikan seperti pada persamaan berikut :

$$Nu = \frac{BPr^m Gr^n}{(A + Pr)^q} \quad (7)$$

dengan :

$$Gr = \frac{gT\theta}{\nu^2}$$

$$Pr = \frac{\nu}{a}$$

Penyelesaian persamaan fenomenologi menunjukkan [22] nilai tetapan untuk aliran laminar dan turbulen sebagai berikut :

aliran laminar	$n=1/3$	$m=1/2$	$q=1/4$
aliran turbulen	$n=1/3$	$m=1/3$	$q=0$

3. Penguapan.

Rugi panas oleh karena penguapan atom urania merupakan kerumitan besar dalam analisis ini. Masalah ini diperkecil dengan pemilihan kondisi eksperimen. Aliran massa secara penguapan dari permukaan padat didekati dengan teori kinetika, yaitu fungsi distribusi kecepatan partikel dihubungkan dengan komponen-komponen campuran gas. Onishi²⁰ membuat linearisasi model Hamel yang ². Persamaan untuk menghitung aliran massa sebagai fungsi beda tekanan parsial dari spesi yang menguap adalah :

$$\frac{dm}{dt} = \alpha (P_{eq} - P_{\sim}) \quad (8)$$

P_{eq} adalah tekanan parsial setimbang dan P_x adalah tekanan parsial pada medium homogen jauh dari permukaan yang menguap. Nilai α diambil dari analisis Onishi, mengingat rentang parameter memenuhi. Persamaan ini digunakan sebagai syarat batas pada persamaan Navier-

Stokes yang mengandung hanya persamaan difusi massa. Nilai tekanan parsial setimbang dari UO_2 pada 8000 K diperoleh dari ekstrapolasi persamaan keadaan yang dibuat Fisher². Tipe gas dan tekanan gas dapat dipilih agar rugi evaporasi di bawah 1%. Pada penentuan C_p , tebal lapisan gas dapat diamati, dan dinyatakan dalam bilangan Nusselt yang berfungsi pula untuk menguji teori. Di atas 4000 K rugi konveksi menjadi dominan sehingga tak dapat diabaikan. Nilai D_{cv} yang diperoleh dari eksperimen yang dapat diulang dengan baik. Antara 4000 dan 8000 K nilai D_{cv} tak tentu. Ketaktentuan ini menurun dengan tekanan gas inert.

Pemasukan panas melalui permukaan

Konfigurasi iradiasi beberapa berkas laser telah dipilih untuk mendapatkan homogenitas yang optimal, melalui variasi diameter berkas, jumlah dan konfigurasi titik-titik pusat iradiasi dan hambatan teknis. Serapan fluks laser dengan panjang gelombang 1,06 mm, oleh permukaan UO_2 cair dapat dianggap total, faktor serapan 100%. Penyusutan fluks pada permukaan yang dengan posisi miring telah diimbangi oleh peluberan (*overlap*) dari berkas-berkas di dekatnya. Hal ini dapat dikonfirmasi dari mikrofografi pasca iradiasi.

Sifat termofisis dan transformasi fasa

Perubahan fasa padat-cair-padat selama siklus termal oleh kilatan laser diperhitungkan dalam persamaan transfer panas dengan cara menambahkan asumsi fisik dan tambahan matematik. Yang pertama adalah mengenai sifat termofisik dari lapisan yang menurut temperaturbatasnya dapat mengandung dua fasa. Untuk masalah ini disumsikan bahwa sifat-sifat termofisik (konduktivitas panas, kapasitas panas, kerapatan) fungsi temperatur adalah seperti berikut :

$$S(T) = x(T) P^L(T) + [1-X(T)] P^S(T) \quad (9)$$

X merupakan fraksi fasa cair, P^L sifat pada fasa cair, sedang P^S pada fasa padat. Model fungsi mirip undak dari $X(T)$ adalah sebagai berikut :

$$X(T) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{T - T_m}{\Delta T} \right) \right] \quad \dots (10)$$

dengan ΔT adalah interval temperatur. Untuk $\Delta T \rightarrow 0$ pernyataan $X(T)$ menjadi fungsi undak

dengan $X(T)=0$ untuk $T < T_m$, $X(T_m)=0.5$, dan $X(T)=1$ untuk $T > T_m$. Oleh karena itu perubahan fasa dapat dinyatakan dengan persamaan (15) sebagai berikut :

$$C_p = X(T) C_p^L + \left[1 - X(T) \right] C_p^S + \Delta H_f \frac{dx}{dT} \quad (11)$$

disini ΔH_f adalah panas leleh, sedang suku terakhir merupakan panas lebih yang diserap oleh lapisan untuk perubahan partisi koefisien antara padat dan cair, $\frac{dX}{dT}$ bernilai nol bila temperatur mendekati T_m , maka perlu dipilih dT sekecil mungkin. Tetapi hal ini akan memperbesar nilai $\frac{dX}{dT}$ mendekati titik leleh. Untuk itu dT dipilih menurut kasusnya, menurut jumlah lapisan serta gradien temperatur agar didapatkan kompromi terbaik antara spasi antar lokasi transformasi fasa dengan ralat numerik.

Konduktivitas termal fungsi suhu di atas 2000 K dinyatakan :

$$K(T) = (2.3 \pm 0.4) + \frac{2.225 \times 10^6}{T} \times \exp \left(-\frac{12410}{T} \right) \quad (12)$$

Untuk urania cair konduktivitasnya dianggap konstan.

Densitas urania diambil dari ANL, dan dari Hoch dan Momin^[34,35]. Urania cair diambilkan dari pengepasan kurva pengukuran^[36,37], densitas padat r^S dan cair r^L :

$$\begin{aligned} \rho(T) &= 1097 \left[1 + 2.04 \times 10^{-5} (T - 273) + 8.7 \times 10^{-9} (T - 273)^2 \right] \\ \rho(T) &= 1097 \left[1 + 9.30 \times 10^{-5} (T - 273) \right] \end{aligned} \quad (13)$$

Model perpindahan panas satu dimensi.

Persamaan perpindahan panas satu dimensi-transien disajikan dalam bentuk integralnya sebagai berikut :

$$\frac{d}{dt} \int_{r_1}^{r_2} h \, dm + 4\pi r_1^2 K(T_1) \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r_1} - 4\pi r_2^2 K(T_2) \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r_2} = \quad (14)$$

Persamaan ini ditulis untuk lapis bola dari jejari r_1 sampai r_2 . Massa lapisan bola dinotasikan m , entalpi h , dan konduktivitas panas k . Digunakan koordinat massa karena ini tetap, karena koordinat volum adalah fungsi dari temperatur

karena pengembangan dan pengerutan bola dengan demikian juga fungsi waktu. Dengan ini maka persamaan entalpi seluruh sistem dapat dituliskan menjadi :

Dalam daerah (*domain*) :

$$\frac{d}{dt} \int_{m1}^{m2} h \, dm = \int_{m1}^{m2} C_p \frac{\partial T}{\partial t} \, dm \quad (15)$$

Syarat batas :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \text{ pada } r = 0 \quad (16a)$$

$$-K \frac{\partial T}{\partial r} = \sigma (T_s^4 - T_A^4) + D (T_s - T_A) - \epsilon_L(t) \text{ pada } r = r_0 \text{ dan } t > 0 \quad (16b)$$

Syarat awal :

$$T = T_k \quad t = 0 \quad (16c)$$

- T_s = temperatur permukaan
- T_A = temperatur ruang
- σ = konstanta Stefan - Boltzmann
- ϵ = emisifitas hemisfer (total)

Koefisien D mengandung kedua jenis koefisien rugi panas konduktif dan konvektif di permukaan, sedang F_L adalah fluks laser.

PENYELESAIAN

Penyelesaian persamaan energi melibatkan perpindahan secara difusi panas transien. Hal ini selain memerlukan data konduktivitas panas sebagai fungsi temperatur juga kapasitas panas. Akan tetapi bila K telah diberikan, maka hanya ada satu fungsi C_p yang memenuhi syarat batas, ialah temperatur permukaan yang diukur sebagai fungsi waktu dan total rugi panas permukaan, yang pada giliran berikutnya dinyatakan secara eksplisit sebagai fungsi temperatur permukaan. Oleh karena itu penyelesaiannya dapat diperoleh dengan cara iteratif.

Dasar penetapan C_p menggunakan metoda kalorimetri ini sederhana, tetapi ditinjau secara praktek cukup rumit. Metoda ini didasarkan pada perhitungan numerik iteratif dari persamaan perpindahan panas yang mengandung syarat batas temperatur terukur dan memberikan nilai fungsi $C_p(T)$.

Pada pendekatan nol, C_p^0 diambil dari pangkalan data C_p , temperatur tertinggi. Dengan ini persamaan energi dihitung secara numerik, memberikan profil distribusi temperatur sebagai fungsi posisi radial dan waktu. Distribusi temperatur ini kemudian digunakan untuk membuat model variasi entalpi dari lapisan-lapisan bola seperti di bawah ini :

$$\frac{dH}{dt} = \int_0^{r_0} 4\pi r^2 \rho(T) C_p(T) \frac{\partial T(r)}{\partial t} \, dr \quad (17)$$

Rugi panas di permukaan dinyatakan pula dengan persamaan (16b), maka kedua persamaan dapat dikombinasikan. Bila kita mendekati integral pada persamaan (17) dengan suatu penjumlahan, maka didapatkan

$$\frac{dH}{dt} = \sum_{i=1}^N f_i \Delta r_i \quad (18)$$

$$f_i = 4\pi r_i^2 \rho(T_i) C_p(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial t}$$

Δr_i = tebal elemen ke i

Persamaan (18) bersifat linear dalam $C_p^i = C_p(T_i)$, sedang vektor $\{C_p^i\}$ adalah partisi sembarang $\{T_1, \dots, T_k\}$ ialah interval temperatur yang diakibatkan oleh pulsa energi panas. $\{C_p^i\}$ ini memberikan pendekatan diskrit dari fungsi $C_p(T)$. Koefisien persamaan (18) didefinisikan dengan ruang medan temperatur dalam sampel dan derivasinya terhadap waktu pada sembarang waktu. Oleh karena itu dapat dituliskan persamaan untuk tiap pengukuran temperatur permukaan, T_s . Ini menghimpun sistem persamaan yang terdefinisi ataupun overdefinisi untuk kapasitas panas. Selanjutnya untuk kasus pertama sistem persamaan diselesaikan, sedangkan untuk kasus kedua dibuat pengepasan kurva dengan kuadrat terkecil misalnya.

Pada model satu dimensi ini dianggap pemasukan panas dengan beberapa berkas laser dianggap isotrop, homogen dipermukaan. Dengan model tersebut, sistem persamaan dapat diselesaikan dengan pendekatan metoda beda hingga, menggunakan penyelesaian iteratif oleh karena sistem nonlinear.

DATA PENGUKURAN DAN PERHITUNGAN SERTA BAHASAN

Tipe kurva siklus temperatur permukaan seperti pada gambar-2. Kurva dapat dibagi menjadi 5 potong.

1. AB, merupakan potong kurva pemanasan fasa padat. Laju pemanasan relatif tetap berorde $1 - 5 \times 10^5$ K/s. Daya panas masuk berorde $10 \times$ rugi panas.
2. BC, potong kurva pemanasan dan pelelehan, yang diulai dengan adanya *on-set* pelelehan. Oleh karena tingginya energi masuk melalui permukaan dibandingkan dengan perpindahan melalui konduksi dan penyerapan panas pelelehan, maka temperatur permukaan pada fase cair tetap naik walau masih terjadi proses pelelehan. Dibandingkan dengan potongan pertama laju pemanasan lebih rendah dan cenderung menurun.
3. CD, potong kurva pendinginan urania cair. Ini dimulai saat laser dimatikan, temperatur permukaan turun oleh karena transfer panas kelapis dalam maupun keluar bola secara konveksi dan radiasi.
4. EF, potong garis datar pembekuan. Potongan kurva ini berhubungan dengan waktu pembekuan urania fasa cair dari permukaan sampai seluruh massa cair yang terletak lebih dalam. Garis ini tidak betul-betul datar oleh berarti fluks pelepasan panas di permukaan lebih cepat daripada fluks perpindahan panas konduksi fasa padat.
5. FG, potong pendinginan fasa padat. Pendinginan ke lingkungan ini dengan cara radiasi maupun konveksi, namun karena konveksi lebih dominan, maka potongan kurva ini dapat digunakan untuk mencocokkan rugi konveksi.

Struktur mempengaruhi perilaku mekanik dan tanggapan termik urania. Sampel yang tahan pada tembakan pertama tahan untuk tembakan tembakan berikutnya. Tembakan memperbaiki homogenitas struktur dengan demikian ketahanan terhadap kejutan panas. Retakan di bawah permukaan mempengaruhi keteraturan siklus temperatur permukaan, hingga yang terakhir dapat digunakan untuk mendeteksi adanya keretakan.

Gambar-1 menunjukkan tipe kurva temperatur permukaan (terukur) dan temperatur pada beberapa kedalaman (dalam fraksi radial) sebagai fungsi waktu pada kilatan radiasi. Terlihat besarnya gradien temperatur yang ditimbulkannya.

Tabel-1 menyajikan hasil perhitungan kapasitas panas sebagai fungsi temperatur. Gambar-2 menunjukkan kapasitas panas urania dari temperatur kamar sampai dengan 800 K, baik hasil penentuan ini maupun data dari pangkalan data untuk fasa padat.

Penurunan C_p fasa cair dapat dilihat pada interval temperatur 3200 - 4000 K. Penentuan C_p pada rentang suhu ini diperoleh dengan waktu iradiasi yang lebih lama dan menghasilkan pengukuran temperatur yang sangat presisi. Analisis pada temperatur sedikit di atas T_m melibatkan kurva temperatur permukaan fungsi waktu pada periode potong pendinginan cairan yang amat pendek, ini mengakibatkan ralat yang besar pada nilai C_p yang diperoleh.

SIMPULAN

Dari sajian tersebut dapat diambil kesimpulan sebagai berikut :

Iradiasi laser dapat digunakan sebagai sumber panas dalam eksperimen penentuan kapasitas termal urania pada fasa cair sampai mendekati titik kritisnya. Untuk menekan terjadinya rugi penguapan dipergunakan atmosfer tekanan tinggi dari gas inert.

Model distribusi temperatur transien satu dimensi dari persamaan energi diverifikasi dengan pencatatan suhu permukaan, dan dapat ditambahkan dengan data mikrofografi pasca iradiasi pada penetrasi pencairan dangkal.

Awal iterasi sistem non linearitas oleh kapasitas panas fungsi temperatur dilakukan dengan menggunakan perangkat data C_p pada temperatur padat, hingga konvergen diperoleh.

Strategi penentuan dimulai dari temperatur maksimal adalah titik leleh, dan peningkatan temperatur maksimal secara berurut mencapai sekitar 8000 K.

Perlu analisis dua atau tiga dimensi untuk memperhitungkan heterogenitas fluks energi masuk di permukaan serta rugi panas konduksi melalui jarum penyangga.

DAFTAR PUSTAKA

1. AVRAMESCUs Z. Tech. Phys.. 20. 213 .(1939)
2. Ronchi, J.P. Hiernaut, R. Selfslag, NUCL. SCIE. AND ENG. VOL. 113 JAN. (1993), p 1-19.

3. BAXTERs Natures 1531 316 .(1944)
4. NATHANb Js Appls Phys.. 22. 1679 .(1951).
5. STRITTMATERs Go Js PEARSONs and G. Cn ANIELSONs ProcX Iowa Acads Sci.. 64. 466 .(1957).
6. Re Ew TAYLOR and D. Fo SMITHs Jo Less.Common Let.. 69 283 .(1964).
7. Jz P. HIERNAUT and Cw RONCHIs High Temp..High ress.. 21. 119 .(1989).
8. RONCHIs Re BEUKERSS Hw HEINZs JJ Pv HIER. AUTs and Rz SELFSLAGs Intv J. Thermophys.. 13. 19 07 .(1992).
9. Je P. HIERNAUTE Fs SAKUMAs and Ca RONCHIs ligh.Temp..High Press.. 219 139 .(1989).
10. KAROWs Proce Ints Sympffl Thermodyna- mics of fuclear Materials. Julichs FRG. January 29,February 2. 1979. Vol. 1. p. 141. International Atomic Energy Agency (1980).
11. R CABANNESe Cw Rs Acad. SciX Serie B. 264. 45 (1967).
12. Po Cs HELD and D. Rw WILDERs Js AmB CeramB Soc.. 52. 182 .(1969).

TANYA JAWAB

1. Eric Johneri

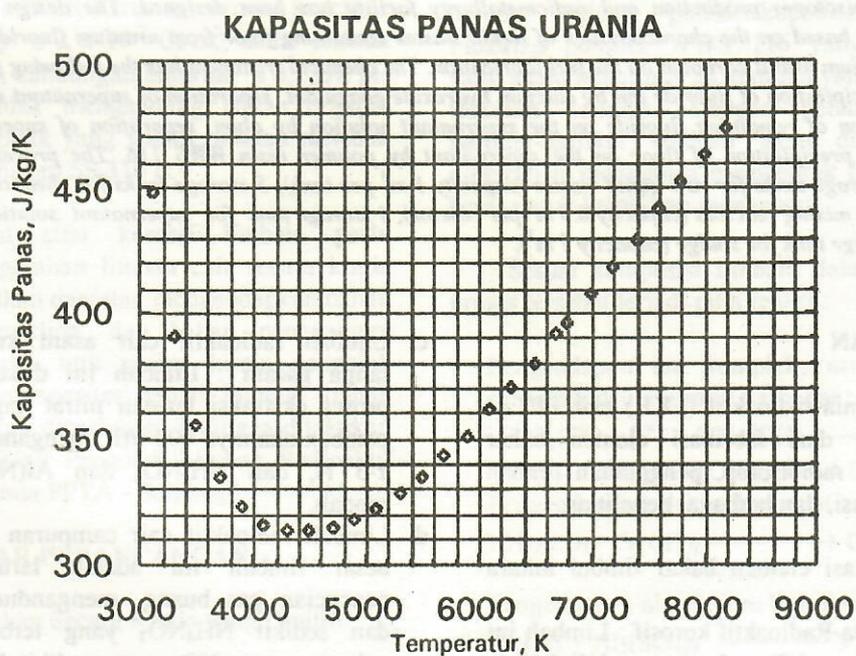
- Mohon penjelasan Saudara mana yang benar anantara mikrografi dan metalografi, karena pada kesimpulan Saudara menulis mikrografi, sedangkan pada abstrak tertulis metalografi
- Informasi yang bagaimana dalam penelitian ini dari hasil metalografi yang menginformasikan tingkat prasisi dari hasil penelitian

Suwardi

- Mikrografi adalah yang benar, sedangkan metalografi yang tertulis di dalam abstrak perlu dilakukan koreksi
- Informasi letak antar-fasa, yaitu tanpa terjadi pelelehan dan terjadi pelelehan-resolidifikasi. Ini adalah letak (posisi) penetrasi terdalam kontur temperatur liquidus, dan posisi terdalam kontur temperatur tersebut pernah mengalami pencapaian liquidus pada saat dilakukan penyinaran dengan menggunakan laser

Tabel-1 Kapasitas hasil penentuan kapasitas panas urania²

Temperatur (K)	Kapasitas Panas (J/kg/K)	Temperatur (K)	Kapasitas Panas (J/kg/K)
3100	448	5900	351
3300	390	6100	361
3500	355	6300	370
3700	335	6500	380
3900	323	6700	391
4100	316	6800	396
4300	313	7000	407
4500	313	7200	418
4700	314	7400	429
4900	318	7600	441
5100	322	7800	452
5300	328	8000	463
5500	335	8200	474
5700	343		



Gambar-1. Kapasitas panas urania di atas suhu leleh.