

Movimento de uma partícula interplanetária na atmosfera terrestre

José A. de Freitas Pacheco

Observatoire de la Côte d'Azur, Nice, França

Resumo

Neste artigo é descrita a evolução da trajetória de um meteoróide na atmosfera terrestre, em particular do evento observado casualmente no sul da França na noite do 02 de maio de 2016, que produziu dois clarões de magnitude $V \sim 8.0$ (invisíveis a olho nu). A modelagem da curva de luz observada sugere que o meteoróide entrou na atmosfera com um ângulo de aproximadamente 80° em relação à vertical e com uma velocidade da ordem de 35 km/s . Os dois clarões podem ser explicados por uma partícula constituída internamente por óxidos do tipo FeO e/ou MgO , coberto por um material silicatado. A dimensão do meteoróide deveria ser da ordem de $0,3 - 0,7 \text{ mm}$ e sua desintegração ocorreu em altitudes de $80 - 90 \text{ km}$ acima da superfície terrestre.

Abstract

This article describes the evolution of the trajectory of a meteoroid in the Earth's atmosphere, in particular of the event observed serendipitously in the south of France on the night of May 2, 2016, which produced two flashes of magnitude $V \sim 8.0$ (invisible to naked eye). Modeling the observed light curve suggests that the meteoroid entered into the atmosphere at an angle of approximately 80° in relation to the vertical and with a speed of the order of 35 km/s . The two flashes can be explained by a particle constituted internally by oxides of the type FeO and/or MgO , covered by a silicate material. The size of the meteoroid should be on the order of $0.3 - 0.7 \text{ mm}$ and its disintegration occurred at altitudes of $80 - 90 \text{ km}$ above the earth's surface.

Palavras-chave: partículas, atmosfera da Terra, astrofísica.

Keywords: particles, Earth atmosphere, astrophysics.

DOI: [10.47083/Cad.Astro.v1n1.31679](https://doi.org/10.47083/Cad.Astro.v1n1.31679)

1 Introdução

Fenômenos e objetos astronômicos constituem uma ferramenta ideal para o aprendizado de diversos campos da Física. Neste artigo este aspecto é ilustrado pelo estudo de um evento caracterizado pela penetração de uma partícula interplanetária (daqui por diante denominada simplesmente PIP) na atmosfera terrestre ou seja, um meteoro. Veremos que o estudo deste fenômeno requer um conhecimento do mecanismo de fricção, das leis de mudança de estado da matéria e da radiação por um corpo negro.

Vejam inicialmente o que são as PIPs. A Terra captura de forma quase contínua tais partículas, com uma taxa da ordem de $3 \times 10^7 \text{ kg/ano}$. A distribuição de massa das PIPs tem um pico para um valor da ordem de $10 \mu\text{g}$, correspondendo a uma dimensão da ordem de $100 \mu\text{m}$. A compo-

sição química destas partículas é dominada por minerais anídricos como a olivina e o piroxênio ou por minerais hídricos como os silicatos. As PIPs originam-se provavelmente nas colisões entre asteroides ou na sublimação de cometas ao se aproximarem do Sol. Restos cometários produzidos nos últimos séculos deram origem a diferentes chuvas de meteoros como as Leônidas, as Perseidas ou as Táuridas. O estudo das PIPs representa uma oportunidade única para o conhecimento do material primitivo que originou os planetesimais presentes no início da evolução do sistema solar.

A desintegração de uma PIP durante sua trajetória através da atmosfera é descrita seja por um processo de ablação seja por um processo de fragmentação catastrófica. No primeiro caso, como a velocidade de entrada na atmosfera varia entre $11 - 70 \text{ km/s}$, colisões com as moléculas do

ar produzem um aumento da temperatura suficiente para sublimar completamente a partícula, caso sua dimensão seja superior a $30\mu\text{m}$. A dimensão precisa depende das propriedades térmicas do material que constitui a PIP. A temperatura máxima atingida durante o processo de ablação depende de vários fatores: a velocidade e o ângulo de entrada na atmosfera com relação a vertical, a dimensão e as propriedades térmicas. Partículas com dimensões inferiores ao valor crítico sofrem uma desaceleração muito rápida e não sofrem um desgaste importante. As PIPs maiores fragmentam-se na Termosfera, em altitudes da ordem de 80-90 km, quando a “ram pressure” (pressão exercida pelo fluido no qual a partícula se move) exerce uma tensão da ordem de 10^5 dyn/cm^2 [1, 2].

A observação de meteoroides consiste essencialmente na medida da radiação emitida em função da altura acima da superfície terrestre. Esta “curva de luz” fornece informações sobre a estrutura física e sobre a composição química da PIP. Modelos de fragmentação, em geral, são capazes de reproduzir um grande número de eventos observados [3, 4]. Nestes modelos o meteoróide é suposto ser constituído por pequenas partículas aglutinadas através de um material volátil, que logo se vaporiza no processo de aquecimento. Desta forma, as demais partículas são liberadas e vaporizadas individualmente. A natureza do material volátil não é bem conhecida mas poderia ser um metal leve como, por exemplo, o sódio.

Neste artigo, a natureza de um meteoróide detectado casualmente na noite do 02 de Maio de 2016 é discutida. O evento foi observado durante o imageamento do aglomerado estelar NGC 2281. O interesse em modelizar tal evento refere-se ao fato que duas erupções luminosas podem ser observadas na imagem, separadas angularmente por $1^\circ 09'$. A primeira erupção pode ser vista próxima do bordo superior da imagem enquanto que a segunda ocorreu nas vizinhanças do aglomerado estelar. A trajetória luminosa entre as erupções é extremamente fraca (mas detectável) e a intensidade das erupções está abaixo do limite visual. Estes clarões são provavelmente devidos a evaporação súbita de materiais distintos que constituem a partícula, que possuem temperaturas diferentes de fusão e vaporização. Neste artigo será discutida a modelização deste evento particular, permitindo uma estimativa da altura na atmos-

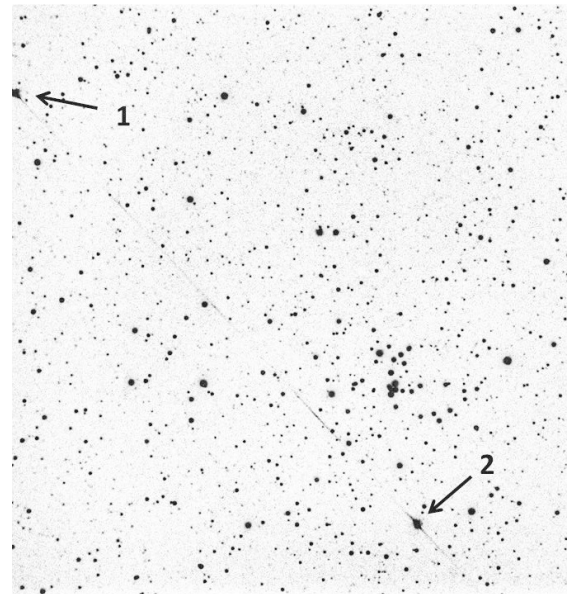


Figura 1: Imagem (negativa) do aglomerado estelar NGC 2281 (localizado pouco abaixo do centro da imagem à direita), na qual distingue-se a trajetória do meteoróide e as duas erupções: a primeira, no bordo superior à esquerda, indicada pelo $n^\circ 1$ e a segunda, abaixo do aglomerado, indicada pelo $n^\circ 2$

fera onde o mesmo ocorreu bem como das dimensões da PIP e da sua eventual composição química. Na seção 2, uma breve descrição do evento será dada, na seção 3 o modelo de ablação será discutido, na seção 4 os principais resultados serão apresentados e, finalmente, na seção 5 as conclusões serão discutidas.

2 O evento

Na noite do 02 de Maio de 2016, durante o imageamento do aglomerado estelar NGC 2281, o traço de um meteoróide foi detectado em uma das imagens tomada com um tempo de exposição de 120 s. As observações estavam sendo realizadas com um refrator de 150 mm e de abertura F/5, equipado com uma câmara digital. O evento não é comum pois duas erupções separadas por uma distância angular de $69'$ aparecem claramente na imagem (ver Figura 1). A primeira, indicada pelo $n^\circ 1$ localizada no bordo superior esquerdo e a segunda (indicada pelo $n^\circ 2$), logo abaixo do aglomerado mencionado. Como a totalidade da trajetória não está incluída na imagem, a ocorrência de outras erupções não pode ser excluída mas o clarão $n^\circ 2$ representa provavelmente a desintegração final da PIP. A emissão entre os clarões é muito

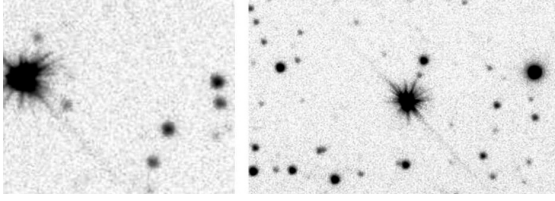


Figura 2: Zoom centrado nos dois eventos: o primeiro é mostrado na imagem do lado esquerdo enquanto que o segundo é mostrado na imagem do lado direito. Notar a presença de filamentos que caracterizam a natureza eruptiva dos eventos.

fraca mas pode ser vista na imagem. Na Figura 2 um “zoom” de ambos os eventos é mostrado.

Usando-se estrelas do aglomerado estelar com medidas fotométricas, pode-se calibrar a magnitude instrumental e, neste caso, a energia liberada em cada evento pode ser estimada. Ambas erupções tiveram a mesma magnitude, ou seja $V \sim 8.04$, confirmando a afirmação anterior de que os eventos ocorreram abaixo do limite de detecção visual. O fluxo de energia f pode ser calculado a partir da relação

$$V = -2.5 \log f - 11.49. \quad (1)$$

Desta equação, usando-se a magnitude observada obtemos um fluxo $f = 1.54 \times 10^{-8} \text{ erg.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Este valor não deve ser interpretado como o valor da emissão máxima mas sim como um valor médio da energia liberada durante a fase final do evento, como veremos adiante. O valor obtido para o fluxo pode estar ligeiramente subestimado uma vez que as imagens dos clarões estão próximas do limite de saturação do detector.

3 O modelo de ablação térmica

A descrição da emissão luminosa durante a trajetória do meteoróide na atmosfera requer modelos complexos envolvendo multipartículas oriundas da desintegração da PIP. No entanto, neste artigo nos restringiremos a um modelo incluindo uma única partícula que, como veremos, descreve muito bem o evento do 02/05/2016, permitindo estimar a dimensão da PIP e sua trajetória.

Desde o estudo pioneiro de Opik [5], o movimento de meteoróides na atmosfera tem sido objeto de estudos de inúmeros autores tais como os das Ref. [6, 7] ou da Ref. [8]. No contexto de um modelo envolvendo uma única partícula, o meteoróide é suposto ter uma simetria esférica e

uma estrutura homogênea. Se a interação com a atmosfera ocorre no regime de escoamento livre, isto é, o livre caminho médio das moléculas do ar é superior as dimensões da PIP, uma frente de choque não se desenvolverá. Para altitudes da ordem de 85 km esta condição é satisfeita para PIPs com dimensões inferiores a 1 cm . Desta forma, no regime de escoamento livre, a taxa de variação da quantidade de movimento é dada por

$$M \frac{dV}{dt} = -\frac{1}{2} \Gamma \pi a^2 \rho_{at} V^2. \quad (2)$$

Na equação acima M é a massa da partícula, a o seu raio, V sua velocidade e ρ_{at} é a densidade local atmosférica. Γ é um coeficiente que mede a eficiência da resistência do ar (“drag force”) que, de acordo com [9] se situa no intervalo $0, 5 \leq \Gamma \leq 1, 0$. Os efeitos da gravidade e da impulsão de Arquimedes podem ser desprezados.

A segunda equação fixa o balanço térmico que descreve a evolução da temperatura do meteoróide. A transferência de calor através da partícula é desprezada e sua temperatura é suposta uniforme. Nestas condições, o balanço térmico é dado por

$$c_p M \frac{dT}{dt} = \frac{1}{2} \gamma_h a^2 \rho_{at} V^3 - 4\pi a^2 (T^{-4} - T_a^4) - L_e \frac{dM}{dt}. \quad (3)$$

A interpretação dos diferentes termos da equação (3) é a seguinte: o termo do lado esquerdo representa a variação da energia interna; o primeiro termo do lado direito representa a taxa na qual a partícula ganha energia térmica devido a fricção com o ar; o segundo e o terceiro termos representam respectivamente as taxas de perda de energia por radiação e por evaporação do material que constitui a PIP. A partícula é suposta radiar como um corpo negro com uma temperatura instantânea T em um meio com uma temperatura T_a . Os demais símbolos aparecendo na Eq. (3) são respectivamente: c_p , calor específico do material da PIP, γ_h , eficiência do processo de aquecimento por fricção e L_e , o calor latente de vaporização do material. A taxa de vaporização foi calculada pela equação de Knudsen-Langmuir, que descreve o processo de vaporização em condições de equilíbrio, isto é,

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi a^2 \alpha_s P_V \sqrt{\frac{\mu}{2\pi kT}}. \quad (4)$$

Na equação acima α_s é o chamado coeficiente de colagem (“sticking factor”), P_V é a pressão de saturação do vapor da substância, que é uma função da temperatura e μ é o peso molecular do material da partícula.

O processo de erosão térmica torna-se importante uma vez alcançado o ponto de fusão da substância (ou substâncias) que constitui as PIPs. No entanto, mesmo em temperaturas inferiores, as colisões com moléculas da atmosfera podem produzir ejeção de átomos da superfície (“sputtering”) do meteoróide [10,11]. No entanto, o processo de “sputtering” não será aqui considerado porque a erosão térmica é de longe o mecanismo dominante de perda de massa.

O movimento e a erosão térmica da PIP ao longo de sua trajetória são descritos pelas Eq. (2-4), que devem ser resolvidas numericamente. Por conveniência, é preferível substituir a massa pelo raio da partícula através da relação $M = 4\pi\rho_m a^3/3$ e, ao invés do tempo, estudar a evolução do movimento em função da altitude z acima da superfície terrestre, ou seja

$$\frac{d}{dt} = -V \cos \lambda \frac{d}{dz}, \quad (5)$$

onde ρ_m é a densidade do meteoróide e λ é o ângulo de entrada na atmosfera em relação à vertical. Nestas condições, a equação de movimento fica sendo,

$$\frac{dV}{dz} = \frac{3}{8} \Gamma \left(\frac{\rho_{at}}{\rho_m} \right) \frac{V}{a \cos \lambda}, \quad (6)$$

enquanto que o balanceamento energético pode ser reescrito como,

$$\frac{dT}{dz} = \frac{3}{8} \left(\frac{\gamma h}{c_p} \right) \left(\frac{\rho_{at}}{\rho_m} \right) \frac{V^3}{a \cos \lambda} + \frac{3\sigma(T^4 - T_{at}^4)}{\rho_m c_p V a \cos \lambda} - \frac{3L_e}{c_p} \frac{d \log a}{dz}. \quad (7)$$

Quando a temperatura atinge o valor do ponto de fusão, ela permanece constante até a evaporação completa da substância considerada. Do ponto de vista matemático, isto é obtido multiplicando-se o lado direito da Eq. (7) pela função de Heaviside $\Theta(T - T_m)$. Em outras palavras, quando $T \geq T_m$ a variação da temperatura dada pela Eq. (7) é nula. Finalmente, a equação descrevendo a variação do raio (equivalente a perda de massa da PIP) pode ser escrita como,

$$\frac{da}{dz} = \frac{\alpha_s P_V}{\rho_m V \cos \lambda} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi kT}} \Theta(T - T_m). \quad (8)$$

Analogamente, a função de Heaviside foi introduzida de forma ad hoc no lado direito da Eq. (8) para impor que o processo de evaporação comece somente após que a temperatura de fusão seja alcançada.

4 Solução numérica das equações

A solução numérica das Eq. (6-8) necessita de um modelo de atmosfera. Neste trabalho foi utilizado o modelo MSIS-E 90 [12] que fornece uma tabela de valores da densidade do ar em função da altura, que foram interpolados durante o processo de cálculo.

Os demais parâmetros físicos necessários dependem da composição química adotada para a PIP. Inicialmente, apenas modelos com uma única substância foram calculados. Os minerais básicos que constituem os meteoritos rochosos são, em geral, óxidos como FeO , SiO e MgO que, em média, representam respectivamente 36%, 34% e 24% da massa de tais objetos [13]. Os parâmetros dos modelos constituídos por tais óxidos e pela olivina de magnésio são listados na Tabela 1.

Os parâmetros termodinâmicos tais como as temperaturas de fusão e ebulição ou o calor latente de evaporação são ainda bastante incertos para os materiais listados na Tabela 1 e os valores encontrados na literatura podem diferir significativamente. Os valores adotados e listados acima foram tomados das Ref. [14–16].

Para o cálculo da taxa de evaporação e a consequente variação do raio do meteoróide devida ao processo de ablação térmica, outros parâmetros físicos são necessários tais como o fator de colagem e a pressão de saturação do vapor. Os fatores de colagem adotados foram obtidos do trabalho de Fedkin e colaboradores [17] e estão listados na Tabela 2. A pressão de saturação do vapor foi calculada a partir da equação de Clausius-Clapeyron, isto é,

$$P_V = P_0 \exp \left\{ \mu L_e \left(\frac{1}{kT_e} - \frac{1}{kT} \right) \right\}, \quad (9)$$

onde P_0 é a pressão (em geral, o valor atmosférico) onde a temperatura de ebulição T_e é medida. Tomando-se o logaritmo decimal de ambos os lados da Eq. 9 resulta

$$\log P_V = A - \frac{B}{T}. \quad (10)$$

Tabela 1: A primeira coluna identifica a substância que caracteriza a PIP, as duas colunas seguintes indicam respectivamente as temperaturas de fusão e ebulição, a quarta coluna indica o calor latente de vaporização enquanto as duas últimas indicam respectivamente o calor específico e a densidade.

Substância	T -fusão (K)	T -ebulição (K)	$L_e(kJ/kg.K)$	$C_P(kJ/kg.K)$	$\rho_m(g/cm^3)$
SiO_2	1996	3200	12370	1,33	2,6
FeO	1650	3687	6090	0,91	5,7
MgO	3125	3870	8760	1,39	3,6
$Mg - olivina$	1890	2960	6050	1,11	3,0

Os coeficientes A e B estão dados na Tabela 2 e foram calculados a partir dos valores dos parâmetros listados na Tabela 1.

Tabela 2: A primeira coluna identifica a substância que caracteriza a PIP, a segunda apresenta o fator de colagem e as demais indicam respectivamente as constantes A e B (equação 10) quando a pressão é dada em dyn/cm^2 e a temperatura em Kelvin.

Substância	Fator de colagem	A	B
SiO_2	0,25	12,256	23045
FeO	0,20	13,600	24550
MgO	0,27	10,760	18416
$Mg - olivina$	0,20	21,474	45786

A rede de modelos calculada está caracterizada por uma dada composição química, o raio inicial da PIP, a velocidade e o ângulo de entrada na atmosfera. Em todos modelos, a altura inicial da entrada foi fixada em 200 km acima da superfície da Terra onde a temperatura ambiente é aproximadamente 200 K . Igualmente, para todos modelos a eficiência da resistência do ar foi tomada como $\Gamma = 1$ enquanto que o valor adotado para a eficiência térmica foi $\gamma_h = 0.1$.

4.1 Resultados

Para cada modelo, a curva de luz foi calculada e o pico da emissão fixa a altura na qual ocorreu a erupção. Uma vez a altura h da erupção determinada, a distância D entre o observador e o evento pode ser calculada a partir da relação $D = h/\sin H$, onde H é a altitude, isto é o ângulo entre o eixo ótico do telescópio e o plano horizontal que, no presente caso vale $H = 31^\circ$. Uma vez obtida a distância, o fluxo teórico pode ser calculado e comparado com os valores observados.

A comparação entre os fluxos calculado e observado requer um certo cuidado uma vez que o

tempo de exposição da imagem é superior a duração da erupção. Na realidade, o que é medido é o valor médio do fluxo definido por,

$$\langle f \rangle = \frac{1}{4\pi D^2(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} l(t) dt. \quad (11)$$

onde $l(t)$ é a luminosidade teórica instantânea do meteoróide e a integração é feita em instantes imediatamente antes e depois do pico de luz. Na prática, como a luminosidade é calculada como uma função da altura, o fluxo médio é calculado como,

$$\langle f \rangle = \frac{\int_{h_1}^{h_2} l(z) \frac{dz}{V(z)}}{\int_{h_1}^{h_2} \frac{dz}{V(z)}}. \quad (12)$$

Para cada modelo, definido por uma dada substância, os parâmetros iniciais foram modificados até que o fluxo teórico reproduza o valor observado. Na realidade, a solução não é única e uma outra condição foi imposta para limitar o intervalo de incerteza na determinação dos parâmetros do meteoróide. Em outras palavras, a duração da erupção não deve ultrapassar 200 ms . Com tal condição, modelos com velocidades iniciais da ordem de 35 km/s e com um ângulo de entrada de 80° produzem erupções de curta duração e cuja amplitude é controlada apenas pelo raio da PIP. As características de modelos capazes de reproduzir as observações são mostradas na Tabela 3.

Uma rápida inspeção da Tabela 3 mostra que o meteoróide associado ao evento tinha dimensões submilimétricas ou uma massa de apenas alguns miligramas. Para estas PIPs, a ablação térmica ocorre em alturas da ordem de $80 - 90\text{ km}$, valor típico encontrado por outros estudos para meteoróides de tais dimensões. Notar que, em média, a altura onde ocorre a ablação varia inversamente com a temperatura de ebulição. Em outras palavras, quanto maior a temperatura de ebulição

Tabela 3: A primeira coluna indica o mineral que constitui a PIP; a segunda e a terceira colunas listam respectivamente a altura acima da superfície e a distância ao observador nas quais ocorre a erupção, a quarta coluna indica o raio inicial do meteoróide e a última coluna indica a largura temporal à meia altura calculada do pulso luminoso.

Substância	$h_{max}(km)$	$D(km)$	$a(mm)$	$\Delta t_{1/2}(ms)$
SiO_2	88,6	171,9	0,54	12
$Mg - olivina$	88,3	167,5	0,72	172
FeO	84,2	163,4	0,43	115
MgO	79,1	153,5	0,31	36

mais próximo da superfície ocorre o pulso luminoso, como intuitivamente seria esperado. No caso atual dois pulsos luminosos são observados o que poderia sugerir que o meteoróide seria constituído por substâncias com diferentes temperaturas de ebulição. Voltaremos à discutir este aspecto mais adiante.

A Figura 3 mostra a variação da velocidade da partícula em função da altura para diferentes modelos. A fase de desaceleração mais importante ocorre quando o processo de evaporação se inicia. Isto é facilmente compreensível uma vez que a desaceleração é inversamente proporcional ao raio da partícula (ver Eq. 6). Assim, conforme o raio diminui devido ao processo de ablação a desaceleração aumenta de forma dramática.

A variação da temperatura do meteoróide ao longo de sua trajetória para os modelos considerados é mostrada na Figura 4. Como esperado, a temperatura aumenta a medida que o meteoróide penetra nas camadas mais densas da atmosfera até atingir a temperatura de fusão. Durante a mudança de fase a temperatura permanece constante e, ao mesmo tempo, inicia-se o processo de evaporação. O pico de emissão ocorre nesta fase e, logo após o máximo a partícula evapora-se completamente. Este processo pode ser visualizado na Figura 5 onde é mostrada a evolução do raio da partícula em função da altura acima da superfície da Terra.

Finalmente, na Figura 6, são mostradas as curvas de luz para os diferentes modelos. Deve-se notar que o pico da emissão em cada curva é superior ao valor do fluxo observado discutido anteriormente. Como já discutido, os fluxos mostrados na Figura 6 são valores instantâneos enquanto que o valor medido representa um valor médio devido ao fato que o tempo de exposição da imagem é bem superior a duração do pulso luminoso. A largura do pulso a meia amplitude de cada modelo está listada na última coluna da Tabela 3. O pulso mais curto resulta de PIPs constituídas

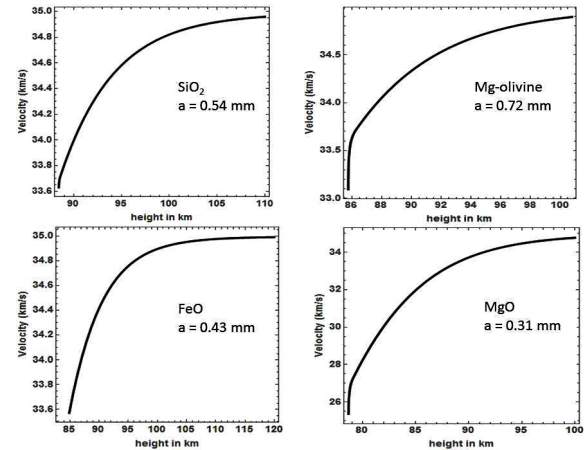


Figura 3: Variação da velocidade do meteoróide na atmosfera em função da altura para diferentes modelos. O raio inicial e o mineral que constitui estão indicados.

por SiO_2 enquanto que o mais longo é produzido por um meteoróide constituído de $Mg - olivina$.

A questão que se coloca agora é como o duplo pulso pode ser explicado? Uma resposta possível seria uma partícula constituída por uma mistura de dois minerais com temperaturas de fusão distintas. O primeiro pulso luminoso estaria associado ao mineral com a menor temperatura de fusão enquanto que o segundo, com o mineral que teria uma temperatura de fusão superior. Usando os resultados mostrados na Tabela 3, cinco modelos compostos possíveis foram construídos e suas propriedades são listadas na Tabela 4.

5 Conclusões

Um meteoróide foi detetado por acaso na noite de 02 de maio de 2016 durante o imageamento do aglomerado estelar NGC 2281. Trata-se de um evento singular pois dois pulsos luminosos foram produzidos ao longo de sua trajetória na atmosfera. Os pulsos estão separados por uma distância angular de 69 minutos de arco ou, de acordo com os modelos aqui apresentados, por um intervalo

Tabela 4: Primeira coluna identifica o modelo; a segunda e a terceira colunas indicam o mineral de menor temperatura de fusão e sua contribuição em massa; a quarta e a quinta colunas indicam a substância de maior temperatura de fusão e sua contribuição em massa; a última coluna indica a massa total da PIP.

Modelo	Mineral 1	Massa(<i>mg</i>)	Mineral 2	Massa (<i>mg</i>)	Massa total (<i>mg</i>)
1	<i>SiO₂</i>	1,39	<i>MgO</i>	0,45	1,84
2	<i>SiO₂</i>	0,85	<i>FeO</i>	1,89	2,74
3	<i>Mg – olivina</i>	3,69	<i>FeO</i>	1,89	5,58
4	<i>Mg – olivina</i>	4,31	<i>MgO</i>	0,45	4,76
5	<i>FeO</i>	1,18	<i>MgO</i>	0,45	1,63

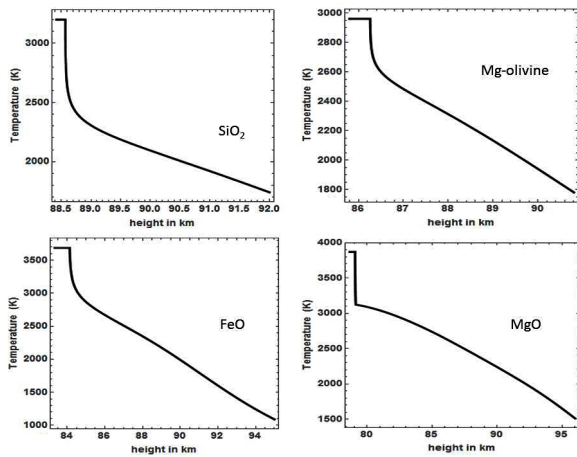


Figura 4: Variação da temperatura em função da altura acima da superfície terrestre para diferentes modelos. O platô nas curvas indica a fase de evaporação que ocorre à temperatura constante.

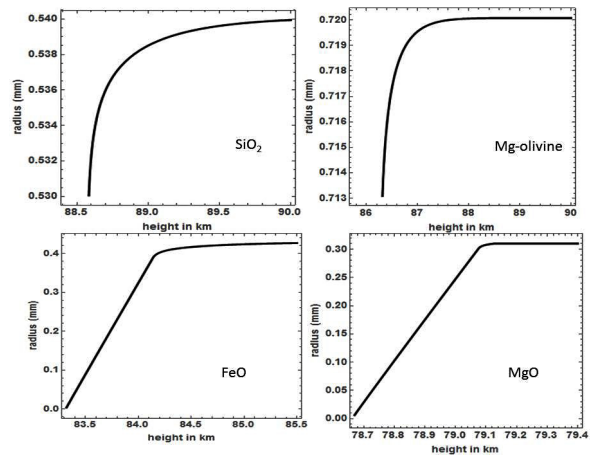


Figura 5: Variação do raio do meteoróide com a altura para diferentes modelos.

de tempo inferior a um segundo. Ambos os pulsos foram de magnitude comparável, $V = 8.04$, o que significa que não foram detectáveis à olho nu.

As trajetórias possíveis do bólido na atmosfera dependem da composição química do mesmo e de suas propriedades físicas. Pulsos com durações inferiores a 200 *ms* podem ser produzidos se a velocidade de entrada na atmosfera for da ordem de 35 *km/s*, formando um ângulo de 80° com a vertical. Nestas condições, fixada a composição química, a amplitude do pulso depende unicamente da dimensão do meteoróide.

A comparação entre as curvas de luz teóricas com o fluxo observado dos pulsos indica que os mesmos ocorreram em alturas da ordem de 80 – 90 *km* acima da superfície terrestre e que as dimensões do meteoróide devem estar no intervalo 0,3 – 0,7 *mm*, correspondendo a massas de alguns miligramas. Estes valores para a massa são cerca de duas ordens de grandeza do valor do pico da distribuição de massa. Isto sugere que o evento em questão deve ser relativamente raro

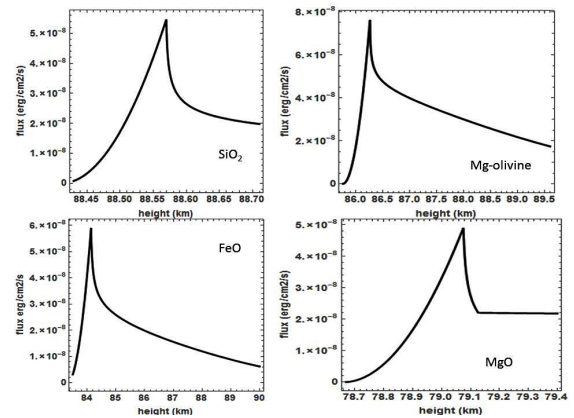


Figura 6: Curvas de luz teóricas. Os valores indicados nas ordenadas são “instantâneos”, isto é, correspondem a um dado instante ou equivalentemente a uma dada altura na atmosfera.

por se encontrar na asa massiva da função de distribuição.

Aqui é aventada a hipótese que os dois pulsos de luz observados são a consequência da evaporação de minerais com diferentes temperaturas de fusão, o que poderia ser um reflexo do processo de condensação ocorrido na nebulosa primitiva que deu origem ao sistema solar. Assim, óxidos como

o FeO ou o MgO teriam se condensado inicialmente e agregado os silicatos ou a olivina que se condensariam a temperaturas mais baixas. Isto demonstra que o estudo das PIPs pode trazer informações importantes sobre os processos físico-químicos que ocorreram nas primeiras fases de formação do sistema solar.

Sobre o autor

José Antônio de Freitas Pacheco (pacheco@oca.eu) é professor emérito do *Observatoire de la Côte d'Azur-OCA*, França. Formado na USP, foi diretor do IAG/USP, do Observatório Nacional/CNPq, e do próprio OCA. Membro da Academia Brasileira de Ciências, recebeu a medalha do Mérito Científico do Governo Brasileiro. Possui mais de 200 artigos científicos publicados, tendo sido orientador de mais de 20 doutorandos, tanto no Brasil quanto na Europa.

Referências

- [1] Z. Ceplecha e R.E. McCrosky, *Fireball end heights: A diagnostic for the structure of meteoric material*, J. Geophys. Res. **81**, 6257-6275 (1976).
- [2] J.M. Trigo-Rodríguez e J.Llorca, *The strength of cometary meteoroids: clues to the structure and evolution of comets*, Mont. Not. R. Astron. Soc. **372**, 655-660 (2006).
- [3] R.I. Hawkes e J. Jones, *A quantitative model for the ablation of dustball meteors*, Mont. Not. R. Astron. Soc; **173**, 339-356 (1975).
- [4] L.G. Jacchia, *The physical theory of meteors. VIII. Fragmentation as cause of the faint-meteor anomaly*, Astron. J. **121**, 521-527 (1955).
- [5] E.J. Opik, *Physics of meteor flight in the atmosphere*, (Interscience, Londres, 1958).
- [6] V.A. Bronshten, *Physics of meteoric phenomena*, (Reidel, Nova Iorque, 1983).
- [7] J.V. Evans, *Radar observations of meteor deceleration*, J. Geophys. Res. **71**, 171-188 (1966).
- [8] O. Kalashnikova, M. Horanyi, G.E. Thomas e O.B. Toon, *Meteoric smoke production in the atmosphere*, Geophys. Res. Lett. **27**, 3293-3296 (2000).
- [9] D.W. Hughes, *Cosmic Dust*, (J. McDonnell & A.M. Wiley, Londres, 1978).
- [10] L.A. Rogers, K.A. Hill e R.L. Hawkes, *Mass loss due to sputtering and thermal processes in meteoroid ablation*, Planet. Sp. Sci. **53**, 1341-1354 (2005).
- [11] T. Vondrak, J.M.C. Plane, S. Broadley e D. Janches, *A chemical model of meteoric ablation*, Atmos. Chem. Phys. **8**, 7015-7031 (2008).
- [12] A. Hedin, *Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere*, J. Geophys. Res. **96**, 1154-1172 (1991).
- [13] D.W. Sears e R.T. Dodd, *Meteorites and the Early Solar System*, ed. J.F. Kerridge & M.S. Matthews, (University of Arizona Press, Tucson, 1998).
- [14] M.E. Bailey, et al., 1994, *Hazards due to comets and asteroids*, eds. T. Gehrels, M. Shapley e M.A.M. Schumann, (The University of Arizona Press, 1994).
- [15] H.J. Melosh, *A hydrocode equation of state for SiO₂*, Meteor. Plan. Sci. **42**, 2079-2098 (2007).
- [16] P. Pradyot, *Handbook of Inorganic Chemicals*, (McGraw-Hill, Nova Iorque, 2002).
- [17] A.V. Fedkin, I. Grossman e M.S. Ghiorso, *Vapor pressures and evaporation coefficients for melts of ferromagnesian chondrule-like compositions*, Geochimica & Cosmochimica Acta **70**, 206-223 (2006).