

INTRODUÇÃO À FÍSICA DE PLASMAS E SUAS APLICAÇÕES TECNOLÓGICAS

Ricardo M.O. Galvão

VI Escola do CBPF

INTRODUÇÃO

Plasmas são comumente descritos como o “Quarto Estado da Matéria”, os outros três primeiros sendo os estados sólido, líquido e gasoso. Na realidade, embora essa definição não seja muito adequada, pois a passagem de um gás para a forma de plasma não ocorre através de uma “transição de fase” bem definida, como nas transições do estado sólido para líquido e deste para gás, certamente o plasma pode ser considerado um estado distinto da matéria, caracterizado por possuir um número de partículas eletricamente carregadas suficiente para afetar suas propriedades e comportamento. Além de serem importantes na nossa vida diária, estima-se que os plasmas constituem cerca de 99% da matéria visível do universo.



Num gás ordinário, cada átomo contem um número igual de cargas positivas e negativas; as cargas positivas no núcleo são cercadas por um igual número de elétrons negativamente carregados, e cada átomo é eletricamente "neutro". Um gás se torna um plasma quando a adição de calor ou outra forma de energia faz com que um número significativo de seus átomos libere alguns ou todos os seus elétrons. Estes átomos que perdem elétrons ficam "ionizados", ou seja, com uma carga positiva resultante, e os elétrons separados de seus átomos ficam livres para se mover pelo gás, interagindo com outros átomos e elétrons. Neste caso se diz que também o gás se torna um **gás ionizado**. Quando o número de átomos ionizados é relativamente pequeno, a interação entre as partículas carregadas do gás ionizado é dominada

por processos colisionais, ou seja, que envolvem principalmente colisões binárias entre elas. Quando o número de partículas carregadas é substancial, numa medida que será mais quantificada na seqüência, a interação entre as partículas carregadas é dominada por processos coletivos, ou seja, a dinâmica de cada uma delas é determinada pelos campos elétricos e magnéticos produzidos por todas as outras partículas carregadas do meio. Neste caso, o gás ionizado passa a ser denominado **plasma**.

O termo "plasma" tem sido uma causa de confusão para leigos, por se confundir com seu significado mais conhecido, o plasma sanguíneo. Esta terminologia foi introduzida por Irving Langmuir (Prêmio Nobel de Química em 1932), quando estava estudando descargas elétricas em vapor de mercúrio, na década de 1920, no "General Electric Research Laboratory", nos Estados Unidos da América. Ele notou que as características do gás ionizado produzido nessas descargas eram razoavelmente uniformes em todo o seu volume e que ele se moldava à forma do tubo onde era produzido. Por isso, especula-se que Langmuir escolheu o termo plasma devido ao seu significado original em grego, "**modelar**". De fato, este termo apareceu pela primeira vez na literatura científica na publicação original de I. Langmuir, "*Oscillations in Ionized Gases*", Proc. Nat. Acad. Sci. USA 14, 628 (1928) e demorou em ser aceito pela comunidade científica, por ser confundido com plasma sanguíneo. No entanto, aos poucos foi sendo incorporado na literatura científica e atualmente é utilizado de uma forma universal, mesmo para gases fracamente ionizados.

Após os estudos iniciais de Langmuir, as investigações científicas sobre plasmas ficaram limitadas, por algum tempo, a grupos envolvidos no desenvolvimento de válvulas eletrônicas e de micro ondas, principalmente em laboratórios industriais. No entanto, a partir do início de 1940, aproximadamente, houve um grande avanço na investigação da Física de Plasma na comunidade de astrofísica, porque ficou claro que a maioria dos processos físicos relevantes em estrelas, galáxias e no meio inter-estelar envolviam processos de plasma. Em particular, o físico indiano Subramaniam Chandrashekhar, Prêmio Nobel de Física

em 1983, desenvolveu modelos teóricos novos para estudar a dinâmica de galáxias e a evolução estelar utilizando vários conceitos de plasmas e o físico sueco Hannes Alfvén, Prêmio Nobel de Física em 1970, descobriu as ondas magnetohidrodinâmicas, que são excitadas em plasmas magnetizados, ao estudar os mecanismos de aquecimento da coroa solar.

Uma outra motivação para o desenvolvimento da Física de Plasma veio da investigação do processo de fusão termonuclear para produção de energia. Para que núcleos leves se fundam, produzindo energia a partir do processo de fusão nuclear, é necessário que colidam com energia suficiente para vencer a repulsão coulombiana, ou seja, que tenham energia suficiente para se aproximarem uma distância da ordem do raio nuclear, apesar da repulsão eletrostática entre eles. Os estudos iniciais demonstraram que não era viável utilizar aceleradores de partículas para este fim, porque a energia gasta para acelerar os núcleos reagentes é superior à energia obtida com o processo de fusão, de forma que não há ganho energético no processo completo. No entanto, é possível conseguir ganho fazendo que o processo de fusão ocorra num gás altamente aquecido porque, devido à distribuição Maxwelliana de energia entre partículas, numa temperatura suficientemente alta, haverá sempre partículas com energia suficiente para vencer a barreira coulombiana e se fundirem. Basicamente a temperatura do gás tem que ser alta o suficiente para que a energia térmica seja da ordem da energia de repulsão coulombiana e a energia produzida pelas reações de fusão seja maior que a perda por radiação, em particular radiação de bremsstrahlung. Esta condição só é satisfeita para temperaturas acima de 10^8 K para reações de fusão numa mistura de deutério e trítio, que são isótopos de hidrogênio. Naturalmente a energia térmica associada a esta temperatura, da ordem de 10 KeV, é muito superior à energia de ionização do hidrogênio (13,6 eV) e, portanto, nas temperaturas necessárias para reatores de fusão termonuclear o gás reagente estará totalmente ionizado, formando um plasma. Isso fez com que a pesquisa para desenvolvimento de reatores à fusão levasse a um rápido avanço da Física de Plasma, nas quatro últimas décadas.

A pesquisa em fusão nuclear permitiu descobrir várias aplicações tecnológicas de plasmas que forma sendo gradualmente incorporadas em processos industriais a partir dos anos sessenta, em particular na indústria eletrônica. Atualmente, mais de 85% de todos os processos utilizados nessas indústrias envolvem algum tipo de plasma. Além disso, a utilização de plasmas permitiu o desenvolvimento de novos materiais, como filmes finos de diamantes, fuelerenos e nanotubos, materiais resistentes à corrosão e muitos outros. Por isso, há uma intensa atividade em todo o mundo, tanto em laboratórios de pesquisa acadêmica como industriais, dedicada ao desenvolvimento de aplicações tecnológicas de plasmas, de forma que a utilização de plasmas de baixa temperatura para manufatura e processamento de materiais avançados constitui uma nova fronteira da Física de Plasma [vejam artigo F.F. Chen, *Physics of Plasmas* **2**, 2164 (1995)].

Neste curso vamos ver alguns conceitos básicos de Física de Plasma, que permitirão um contacto inicial com suficiente informação para aqueles que quiserem posteriormente estudar o assunto de forma mais aprofundada. Não existe uma boa referência que possa ser utilizada adequadamente no curso. Portanto, o estudo terá que ser baseado em apontamentos tomados em sala de aula e notas que estarão disponíveis. De qualquer forma, as seguintes referências abaixo são bastante úteis.

Livros

1. J.A. Bittencourt; *Fundamentals of Plasma Physics*, 3rd Edition, Springer.
2. F.F. CHEN; *Introduction to Plasma Physics and Controlled. Fusion*, 2nd Edition, Plenum.

Sítios INTERNET

<http://www.plasmas.org/>

http://www.hmo.ac.za/old_site/Space_Physics/tut/tut.html

<http://plasma-gate.weizmann.ac.il/Plasmat.html>

<http://www.plasmaphysics.org.uk/>

<http://www.rijnh.nl/n3/n1/education.htm>

<http://www.plasmaindia.com/>

<http://www7.nationalacademies.org/bpa/PLS2010.html>

<http://www.astro.gla.ac.uk/PTTS/>

<http://www.plasmaprometeo.unimib.it/>

CONCEITOS BÁSICOS

Ionização e Recombinação

De um ponto de vista não muito rigoroso, um plasma pode ser considerado como um gás no qual uma fração substancial dos átomos está ionizada. Um processo simples de ionização é aquecer o gás para que seu grau de ionização aumente devido à ionização por impacto eletrônico, como indicado na Fig. 1.

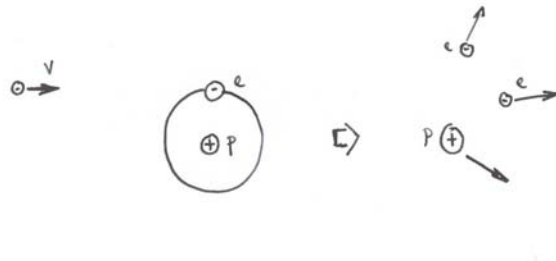


Fig. 1 Esquema de ionização por impacto eletrônico

Quanto maior for a temperatura do gás, maior será a energia dos elétrons livres, aumentando a probabilidade de ionização dos átomos, nas colisões com elétrons. No entanto, pode ocorrer também o processo inverso, ou seja, ao colidir com um íon positivo, o elétron pode ficar ligado, formando um átomo neutro e emitindo um fóton, como indicado na Fig. 2.



Fig. 2 Esquema de recombinação por impacto eletrônico

Como os dois processos concorrem entre si, é interessante determinar o grau de ionização de um gás em equilíbrio térmico numa dada temperatura T . Para fazer esta estimativa, é necessário antes recordar o conceito de taxa de colisão.

Taxa de Colisão

Consideremos um gás com uma densidade n_e de elétrons livres (número de elétrons por unidade de volume) e uma densidade n_0 de átomos neutros. Como sabemos do curso básico de Mecânica, qualquer processo colisional é caracterizado por uma seção de choque σ . Rigorosamente, a seção de choque é um parâmetro que estabelece a probabilidade de que um determinado resultado da colisão ocorra, por exemplo, de que a partícula incidente seja espalhada num dado ângulo, numa colisão elástica (veja, por exemplo, o livro: Keith R. Symon, *Mechanics*). No entanto, num modelo simples para descrever a ionização por impacto eletrônico, podemos supor que a seção de choque é uma área em torno do elétron, perpendicular à sua trajetória, tal que, ao se deslocar pelo gás, ele colida com todos os átomos neutros que são “varridos” por sua seção de choque, conforme esquematizado na Fig. 3.

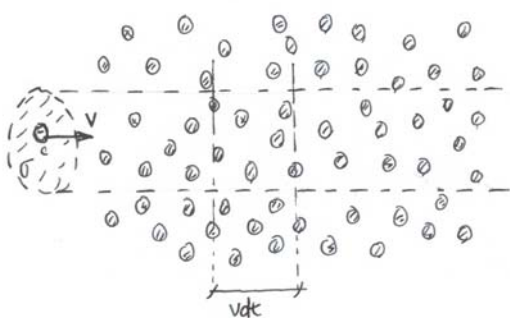


Fig. 3 Esquema simplificado do processo colisional de um elétron se deslocando com velocidade v através de um gás com densidade n_0 de átomos neutros. Os átomos dentro do volume pontilhado colidirão com o elétron incidente.

Num intervalo de tempo dt , o elétron varre o volume $\sigma v dt$, os átomos neutros dentro deste volume colidem com o elétron, de forma que o número de colisões dN_c neste intervalo temporal será dado por

$$dN_c = n_0 \sigma v dt$$

Portanto, o número de colisões por unidade de tempo será dado por

$$dN / dt_c = n_0 \sigma v .$$

O produto σv é denominado parâmetro de colisão.

Em geral, a seção de choque não é uma constante, mas varia com a velocidade relativa entre as partículas (como os elétrons são muito mais leves que os íons ou átomos neutros, em equilíbrio térmico suas velocidades são muito superiores às daquelas partículas, de forma que a velocidade relativa pode ser praticamente considerada como a velocidade eletrônica). Por exemplo, a seção de choque de Rutherford, para colisões elásticas varia como $\sigma \sim 1/v^4$. Por isso, o parâmetro de colisão depende da velocidade e esta dependência é distinta para cada tipo de processo colisional, espalhamento inelástico, excitação eletrônica, ionização, recombinação, etc. Num plasma em equilíbrio térmico, os elétrons têm uma distribuição contínua de velocidades, que é dada pela distribuição de Maxwell-Boltzmann,

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left[\frac{m}{2\pi k_B T} \right]^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{k_B T}},$$

onde m é a massa dos elétrons, T a sua temperatura, k_B a constante de Boltzmann e $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$ (para aqueles que não conhecem a distribuição de Maxwell-Boltzmann, recomendo o livro de Física do Prof. Moysés Nussenzweig, Vol. 2, cap. 12). A função de distribuição de Maxwell-Boltzmann fornece a

probabilidade de um elétron ter velocidade no intervalo de velocidades (v_x e v_x+dv_x ; v_y e $v_y+ dv_y$; v_z e $v_z+ dv_z$) e, portanto, satisfaz a condição de normalização

$$\int dv_x \int dv_y \int dv_z f(v_x, v_y, v_z) = 1.$$

Considerando a distribuição de velocidades dos elétrons, podemos estabelecer uma probabilidade média de ocorrerem reações de ionização ou de recombinação fazendo uma média do produto σv sobre a distribuição de Maxwell-Boltzmann. Desta forma definimos a taxa média de colisões, ou simplesmente taxa de reação pela expressão

$$R = \langle \sigma v \rangle = \int dv_x \int dv_y \int dv_z (\sigma v) f(v_x, v_y, v_z).$$

O cálculo de R só pode ser feito conhecendo-se a dependência da seção de choque com a velocidade, a qual, para a maioria dos processos de de interesse, é determinada experimentalmente. Na Fig. 4 mostramos a dependência de R com a temperatura para processos de ionização e recombinação por impacto eletrônico.

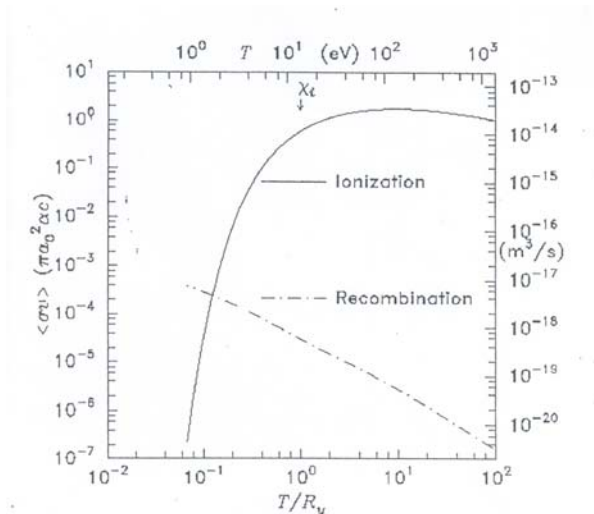


Fig. 4 Variação das taxas de ionização e recombinação com a temperatura, medida em elétronvolts (eixo horizontal superior), para hidrogênio atômico. O valor de σv é dado em (m^3/s) no eixo vertical direito e em unidades atômicas no eixo esquerdo.

Nessa figura, a temperatura está dada em elétronvolts. Esta é uma prática comum em Física de Plasmas, porque as temperaturas em geral têm valores muito altos, acima de 10.000K. Na realidade, o valor em elétronvolts significa a energia térmica, $k_B T$. É fácil verificar que $k_B T = 1$ eV corresponde à temperatura $T = 11.400\text{K}$, aproximadamente.

Equilíbrio Ionização-Recombinação

As taxas de ionização e recombinação mostradas na Fig. 4 são para elétrons em hidrogênio atômico. Neste caso, em cada ionização é produzido um elétron e um íon e em cada recombinação perdido um elétron. Como o número de colisões por unidade de tempo é dado por $n\langle\sigma v\rangle$, com $n = n_0$ (densidade de átomos neutros), nas reações de ionização, e $n = n_i$ (densidade de íons), nas reações de recombinação, a variação temporal da densidade eletrônica, n_e , será dada por

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e n_0 R_{ion} - n_e n_i R_{rec},$$

onde R_{ion} é a taxa para reações de ionização e R_{rec} é a taxa para reações de recombinação. A densidade eletrônica atinge um estado estacionário quando

$$\frac{dn_e}{dt} = 0 \Rightarrow \frac{n_i}{n_0} = \frac{R_{ion}}{R_{rec}}.$$

Como vemos na Fig. 4, as duas taxas têm dependências muito distintas com a temperatura, com a de recombinação diminuindo monotonicamente. As duas se cruzam em $k_B T \approx 5\text{eV}$, que corresponde a $T \approx 58.000\text{K}$. Portanto, para hidrogênio atômico, teremos $n_e \approx n_i \approx n_0$, ou seja, 50% do plasma ionizado. Acima de temperaturas da ordem de 10 eV, o gás pode ser considerado totalmente ionizado,

$n_i / n_0 \approx 10^4$. Em geral, vamos considerar plasmas totalmente ionizados, ou seja, com temperaturas acima de 5eV. No entanto, em aplicações tecnológicas, os plasmas fracamente ionizados são também importantes.