

Revisão Rápida de Processos Atômicos e Nucleares

Rafael Lopes de Sá

April 27, 2014

Contents

1	Efeito fotoelétrico	2
1.1	Constantes e unidades	3
1.2	Um exemplo típico	4
1.3	Sobre a energia cinética dos elétrons	5
2	Bremsstrahlung	6
2.1	Resumo	6
2.2	Em pequeno adendo sobre a fórmula para energia cinética	7
2.3	Espectro realístico de emissão de raio X	7
3	Absorção e emissão de fótons por átomos	8
3.1	O átomo de hidrogênio	10
3.2	Átomos de muitos elétrons e degenerescência dos orbitais	11
3.3	O processo de laser	11
4	As funções de onda de De Broglie	14
4.1	O experimento de dupla-fenda	15
4.2	Raio X característico e efeito Auger	17
5	Decaimentos nucleares	17
5.1	Funções exponenciais e logarítmicas	17
5.2	Meia-vida e vida média	18
5.3	Tipo de decaimentos radioativos	19
5.4	Um adendo sobre unidades	20
5.5	Energia de ligação e déficit de massa	21

1 Efeito fotoelétrico

Ein Opfer an den physikalischen
berzeugungen. Ein Akt der
Verzweiflung.

Max Planck

O efeito fotoelétrico consiste num elétron de um metal absorvendo um fóton de forma que esse elétron se torna livre:

$$\text{elétron ligado} + \text{fóton} \rightarrow \text{elétron livre} \quad (1)$$

Se a energia do fóton absorvida pelo elétron for maior que a energia de ligação do elétron com a estrutura metálica, o elétron vai se tornar livre e pode formar uma corrente elétrica. Quase todo problema sobre efeito fotoelétrico se resolve usando conservação de energia. Conceitualmente:

$$\begin{aligned} (\text{energia do fóton}) - (\text{energia gasta para liberar o fóton da estrutura metálica}) = \\ (\text{energia cinética do elétron livre}) + (\text{energia potencial do elétron livre}) \end{aligned} \quad (2)$$

A energia gasta para liberar o fóton da estrutura metálica é algo complicado de se calcular e, em geral, representamos apenas por um símbolo ϕ e pelo nome “função trabalho”. É uma propriedade do metal e não do fóton.

A energia de um fóton é proporcional à sua frequência:

$$E_f = hf, \quad (3)$$

onde h é chamado de **constante de Planck**. A energia cinética é dada pela fórmula familiar:

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2. \quad (4)$$

Já a energia potencial depende do seu sistema. Usualmente uma bateria pode ser conectada à célula fotoelétrica criando uma diferença de potencial. O elétron tem que então ir de contra (se o polo positivo da bateria estiver ligado ao catodo) ou a favor (de o polo negativo da bateria estiver ligado ao catodo) esse potencial e gastará ou, respectivamente, receberá uma energia dada por:

$$E_p = Q_e \times V, \quad (5)$$

onde Q_e é a carga do elétron e V é a diferença de potencial da bateria. Colocando todos os conceitos juntos:

$$hf - \phi = E_c + E_p = \frac{1}{2}mv^2 + Q_e V. \quad (6)$$

Algumas coisas a se lembrar:

- No efeito fotoelétrico usual, cada fóton é absorvido por um elétron. Isso quer dizer que se a energia do fóton não for pelo menos a função trabalho ϕ , não haverá corrente elétrica. No caso em que há uma bateria também, a energia do fóton tem que ser, pelo menos, a função trabalho mais a energia potencial provida pela bateria.
- Se o elétron absorver um fóton de energia maior (isto é, de maior frequência), ele sairá com maior energia. Mas **não quer dizer que mais elétrons serão emitidos**.
- Para emitir mais elétrons, você precisa de mais fótons. Isso quer dizer uma luz incidente mais intensa.

1.1 Constantes e unidades

A unidade de energia no Sistema Internacional de unidades é o Joule. 1 J é uma quantidade muito grande para efeitos atômicos e subatômicos. Uma unidade conveniente é o eV. 1 eV é definido como a energia que 1 (um) elétron tem num potencial de 1 (um) Volt. Para converter para o SI, basta usar a carga do elétron:

- $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$,
- $1 \text{ J} = 1/(1.6 \times 10^{-19}) \text{ eV} = 6.24 \times 10^{18} \text{ eV}$,

pela própria definição de eV a carga elétrica fundamental é escrita como $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} = 1 \text{ eV/V}$.

Algumas constantes:

- $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J s} = 4.136 \times 10^{-15} \text{ eV s}$,
- $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$.
- $hc = 1240 \text{ eV nm}$

O valor de hc é conveniente porque, muitas vezes, é dado o comprimento de onda (λ) do fóton em vez da frequência. Essas duas quantidades se relacionam por:

$$c = \lambda f, \quad (7)$$

logo, a energia de um fóton com comprimento de onda λ é dada por:

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda}. \quad (8)$$

Algumas vezes também é conveniente usar eV/c^2 como unidade de massa e eV/c como unidade de momento linear. Nessa unidade, a massa do elétron dada por:

$$m_e = 511 \text{ keV}/c^2. \quad (9)$$

1.2 Um exemplo típico

A figura abaixo representa o arranjo típico do efeito fotoelétrico:

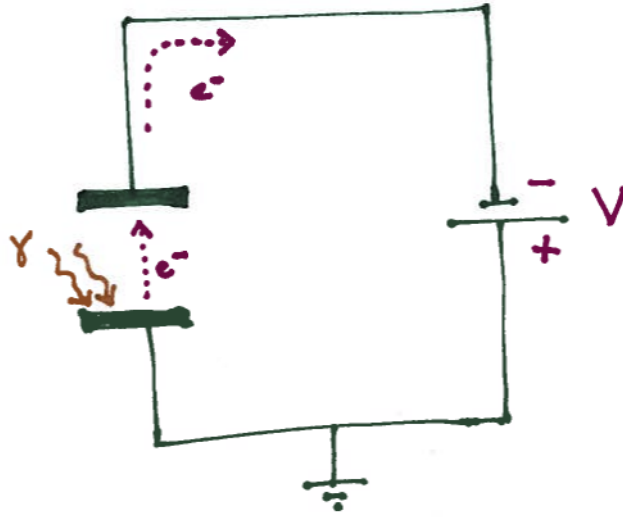


Figure 1: Arranjo típico do efeito fotoelétrico. Note que a luz incide sobre a placa inferior, chamada **ânodo**, enquanto a placa superior, chamada **cátodo**, coleta elétrons que conseguem se libertar do metal do ânodo e estão no vácuo entre as placas. Para mais detalhes veja texto.

A luz incide sobre a placa inferior. Se os fótons tiverem mais energia que a **função trabalho**, isto é, que a energia necessária para liberar os elétrons da estrutura metálica, esses elétrons vão escapar para o vácuo entre as placas, como representado pela seta pontilhada. Contudo, note que há também uma bateria no circuito. Essa bateria faz com que o fio na parte de cima esteja num potencial diferente do fio embaixo. Se assumirmos que o potencial do fio embaixo é 0, o potencial do fio de cima será negativo. Você pode dizer isso pela orientação da bateria: veja que o terminal negativo (linha curta) está ligada ao fio de cima.

Como elétrons são negativos e o potencial é negativo, os elétrons experimentam uma força contra seu movimento. Dito de outra forma, como tanta a carga do elétron quando o potencial elétrico é negativo, então a energia potencial do fio em cima:

$$E_p = Q_E \times V > 0, \quad (10)$$

é positiva. Num análogo gravitacional, é como se houvesse uma montanha que os elétrons tem que subir e eles só conseguem entrar no fio de cima se subirem essa montanha. Isto quer dizer que os elétrons tem que gastar essa energia potencial para conseguir se propagar no fio. Isso, claro, além da energia gasta

para se liberar da estrutura metálica (função trabalho). Desta forma, a energia cinética do elétron é dada pela equação (6):

$$E_c = hf - \phi - Q_e \times V. \quad (11)$$

A energia cinética é um número maior ou igual a zero. Quando a energia cinética dos elétrons é zero, isso quer dizer que não há corrente elétrica (os elétrons não chegam no catodo). O potencial para o qual isso acontece é dado por:

$$0 = hf - \phi - Q_e \times V_{\max}. \quad (12)$$

Essa é uma maneira muito conveniente de se medir a função trabalho de um potencial. Dado que você sabe a frequência do fóton e o potencial da bateria em que a corrente cessa (V_{\max}), a função trabalho pode ser encontrada resolvendo a equação acima:

$$\phi = hf - Q_e \times V_{\max}. \quad (13)$$

1.3 Sobre a energia cinética dos elétrons

Para entender a energia cinética que os elétrons terão no circuito é importante primeiro entender a energia que eles tem enquanto estão num sólido. Isso pode ser visto no diagrama da figura 2. Sem a incidência de luz, os elétrons com maior energia num metal estarão na banda intermediária. Essa é a chamada banda de condução. Isso quer dizer que eles podem se propagar livremente dentro do material (por isso que metais conduzem eletricidade), mas não podem escapar do material. A energia de elétrons livre é maior que elétrons de condução e a diferença entre as duas bandas de energia é justamente a função trabalho que já definimos acima.

Note que sólidos são essencialmente diferente de átomos livres. Em átomos livres (como num gás), os elétrons só podem ter energias discretas bem definidas. Em sólidos eles podem ter **qualquer energia em bandas de energias**. Então podemos imaginar diversas situações distintas para como o efeito fotoelétrico ocorre no metal. Os três casos que quero discutir são representados pelas três setas escuras.

No primeiro caso (mais a esquerda), o elétron absorve um fóton que tem energia **exatamente** igual a função trabalho. Isso quer dizer que o elétron só vai sair do material se ele tiver a maior energia possível na banda de condução. Se a energia dele fosse um poquinho menor, ele não escaparia. E, mesmo quando escapa, ele fica livre, mas parado, pois não sobra nenhuma energia como energia cinética.

Nos dois outros casos o fóton tem mais energia que a função trabalho. Então duas coisas podem acontecer. Esse fóton pode ser absorvido por um elétron na borda da banda de condução, isto é, com a maior energia possível dentro do material. Neste caso, o elétron se libera e ainda terá uma energia cinética E_c . Mas também pode acontecer do fóton ser absorvido por um elétron com um pouco menos de energia (mais a direita na figura). Neste caso ele se liberará, mas sua energia cinética depois disso será zero.

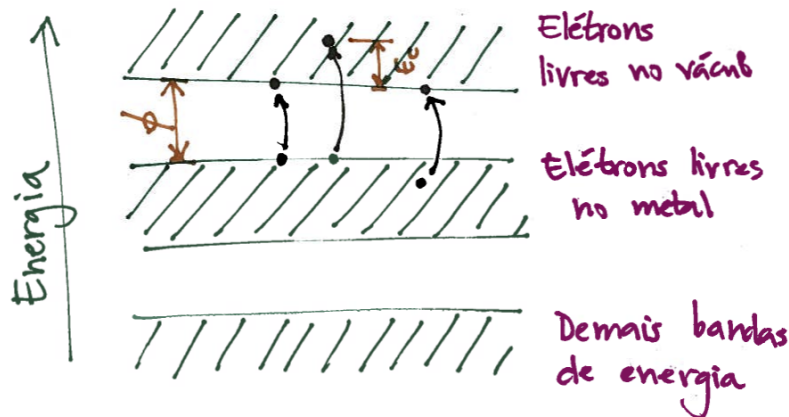


Figure 2: Estrutura de energia em bandas de um elétron num sólido. A figura mostra a chamada **banda de condução**, na qual os elétrons podem se propagar livremente dentro do material e a diferença de energia ϕ para que os elétrons escapem do estrutura do material e possam se propagar livremente no vácuo fora do material. A diferença de energia entre essas duas bandas de energia é chamada **função trabalho** ϕ .

A idéia que quero passar aqui é que a energia cinética que escrevemos na fórmula (6), não vai ser a energia cinética de **todo** elétron liberado, mas sim a maior energia possível. Alguns elétrons tinha uma energia menor dentro do material. Logo, algumas vezes você vai ver escrito:

$$E_c^{\max} = hf - \phi - E_p. \quad (14)$$

2 Bremsstrahlung

2.1 Resumo

O proceso de bremsstrahlung tem os seguintes estados iniciais e finais:

$$\text{elétron livre} \rightarrow \text{elétron livre} + \text{fóton}. \quad (15)$$

A palavra bremsstrahlung vem do alemão e significa, literalmente, energia de frenamento. Isso porque o elétron é desacelerado durante o processo. Em outras palavras, o elétron livre do estado final tem uma energia cinética maior que a o elétron no estado final. A diferença entre as duas energias é a energia do fóton. Logo, a frequência, f , do fóton emitida é:

$$f = \frac{E_c(\text{elétron final}) - E_c(\text{elétron inicial})}{h} \quad (16)$$

Essa é uma das formas mais comuns de se produzir raio X. As máquinas de raio X em hospitais, por exemplo, usam exatamente esse método. Aqui estamos assumindo duas coisas:

1. O elétron perde toda sua energia cinética.
2. Toda a energia é transferida para apenas um fóton.

Ambas hipóteses não são necessariamente verdade. O elétron perde sua energia interagindo com algum material, vamos supor que esse material é exposto o suficiente para parar o elétron. Isto é, o caso (1) acima não nos interessa aqui. No segundo caso, o elétron pode emitir diversos fótons tal que a soma de todas as energias emitidas é igual a sua energia inicial. Nesse caso cada fóton individual terá uma frequência (e, logo, energia) menor do que aquela escrita em (16).

2.2 Em pequeno adendo sobre a fórmula para energia cinética

A fórmula da energia cinética que vimos acima:

$$E_c = \frac{1}{2}m_e v^2, \quad (17)$$

só é válida para elétrons com baixa energia. Se quisermos produzir fótons com alta energia através de bremsstrahlung, então precisamos a fórmula correta para energia cinética. Alta energia quer dizer que a estamos falando de fótons com energia maior que a massa do elétron, isto é, $hf > 511 \text{ keV}$.

A fórmula exata a ser usada nesse caso é:

$$E_c = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - mc^2, \quad (18)$$

onde o primeiro termo é a energia total do elétron e o segundo termo é a chamada energia de repouso. A relação equivalente para o momento linear é:

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (19)$$

2.3 Espectro realístico de emissão de raio X

Num processo de Bremsstrahlung realístico (e, por isso, passível de ser similar aos problemas que você vai encontrar), o elétron é primeiramente acelerado por um potencial elétrico. Como vimos acima, a energia potencial cedida por uma diferença de potencial $V > 0$ é $Q_e \times V$. Como a energia inicial do elétron (antes da aceleração) é zero, a final também tem que ser zero, isto é:

$$0 = E_c(\text{final}) + E_p(\text{final}) = \frac{1}{2}mv^2 + Q_e \times V. \quad (20)$$

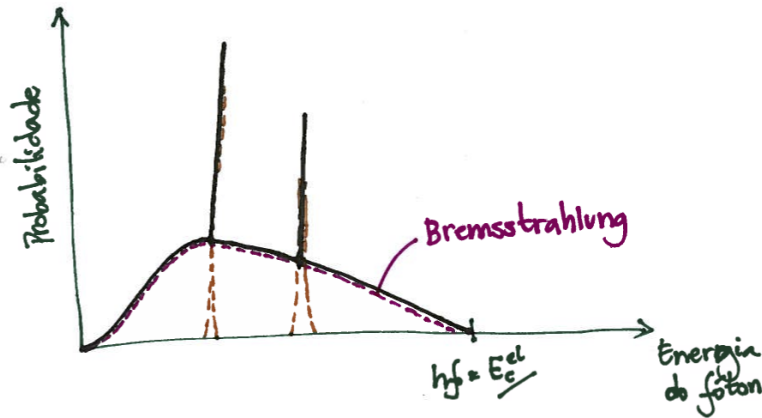


Figure 3: Espectro de energia do fóton emitido na desaceleração de um elétron ao interagir com um material. Note como a distribuição é a combinação de dois espectros distintos: um contínuo (em roxo) e um discreto (em laranja). Veja texto para explicação dos fenômenos.

Note que Q_e , a carga do elétron, é um número negativo, de forma que a equação faz sentido. Depois que o elétron foi acelerado por esse potencial elétrico, ele é frenado através da interação com um material. O espectro de emissão de raio X pode ser visto na figura 3.

O espectro de energia dos fótons emitidos é a superposição de dois espectros distintos. Um contínuo, que corresponde à desaceleração do elétron devido à interação com o campo elétrico e outro discreto, muito mais intenso mas em energias bem definidas. O espectro contínuo é devido ao efeito de Bremsstrahlung descrito nessa seção. Veja na figura como a linha contínua tem um ponto máximo, que corresponde ao caso em que o elétron é completamente parado e toda sua energia é transferida a um único fóton.

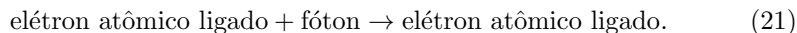
As linhas de emissão discretas correspondem a outro tipo de processo atômico, que estudaremos em seguida: emissão e absorção por átomos.

3 Absorção e emissão de fótons por átomos

Quando os átomos estão livres, como num gás, o espectro de energia dos elétrons não é contínuo, como no caso de elétrons livre, nem em bandas, como no caso de sólidos. As energias que os elétrons podem ocupar são discretas e cada nível de energia é chamado um **orbital atômico**. Calcular a energia de cada um desses orbitais é difícil, a não ser no caso do hidrogênio, o que faremos mais a frente.

Como os níveis são discretos, um elétron só vai passar de um nível para outro se absorver um fóton que tem energia dada exatamente pela diferença de energia dos dois orbitais. Esse processo chama-se absorção (ou excitação) e é

esquemáticamente representada por:



Por conservação de energia, a frequência de um fóton absorvido entre orbitais com energia E_1 e E_2 tem que ser:

$$hf + E_1 = E_2. \quad (22)$$

Esse processo é mostrado na figura 4. Em geral, escolhe-se a referência de energia para elétrons atômicos como a menor energia que elétrons livres podem ter. Essa referência é, como sempre arbitrária (é equivalente a dizer qual é a “altitude zero”, tanto faz, é apenas um ponto a partir do qual se mede), mas é conveniente já que, desta forma, todo elétron livre terá energia positiva e todo elétron ligado ao átomo num orbital terá energia negativa. O processo de absorção é representado pela seta marrom apontando para cima. Um elétron, num nível de energia baixo E_1 , absorve um fóton e faz uma transição para um nível mais alto E_2 . Isso só ocorre se a energia do fóton for exatamente $E_2 - E_1$.

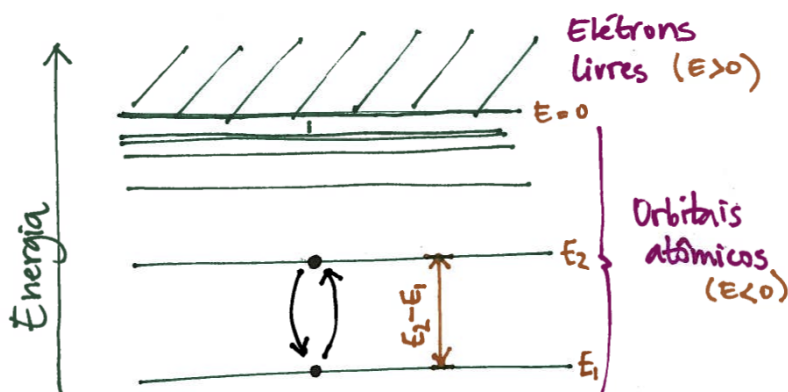
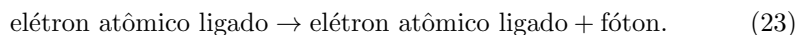


Figure 4: Níveis de energia de um elétron atômico. Os estados ligados possuem energia negativa ($E < 0$) e existem apenas em níveis de energia discretas. Os elétrons livres podem ter qualquer energia positiva $E > 0$. Existem infinitos orbitais atômicos e a diferença de energia fica cada vez menor conforme os orbitais se aproximam de zero.

Um elétron num nível excitado, depois de um certo tempo, voltará para o estado de menor energia, que é o único estável num átomo. Esse processo chama-se **emissão espontânea** e é esquematicamente dada pela seguinte reação:



Novamente usando conservação de energia, podemos concluir que a energia do fóton será exatamente a diferença de energia entre os orbitais:

$$E_2 = E_1 + hf. \quad (24)$$

A absorção e emissão espontânea são os processos pelos quais um átomo reage a incidência de luz. Quando um fóton incide sobre um átomo, se ele tiver a energia correta para induzir uma transição atômica, ele vai ser absorvido e, depois de um certo tempo, reemitido com a mesma frequência. Esse tempo que demora para ele ser reemitido é exatamente o que faz com que a luz, ao passar por um meio com átomos pareça mais lenta, apesar de cada fóton, individualmente, se propagar com a velocidade da luz c .

Existe um outro processo pelo qual um elétron pode ir de um nível de maior energia para um nível de menor energia, chamado de **emissão induzida**. Ele é esquematicamente dado por:

$$\text{elétron atômico ligado} + \text{fóton} \rightarrow \text{elétron atômico ligado} + 2 \text{ fótons}. \quad (25)$$

Esse processo também existe que a energia do fóton seja igual a diferença de energia dos orbitais atômicos envolvidos na transição. Além disso, os dois fótons no estado final terão a mesma frequência e mesma fase, isto é, o campo elétrico dos dois fótons oscilam exatamente da mesma forma (não necessariamente na mesma direção, mas com mesma dependência temporal).

Por fim, uma última possibilidade de interação de fótons com átomos é o processo de **ionização**. Ele é esquematicamente dado por:

$$\text{elétron atômico ligado} + \text{fóton} \rightarrow \text{elétron livre} \quad (26)$$

Como a energia de elétrons livres é contínua, esse processo não exige que a energia do fóton seja exatamente igual a energia do orbital. Nesse caso, a energia do orbital é apenas a energia mínima para que o elétron se liberte. Qualquer energia acima disso também ioniza o átomo e o excesso de energia se torna energia cinética para o elétron.

3.1 O átomo de hidrogênio

O átomo de hidrogênio é o mais simples de todos os átomos pois possui apenas 1 (um) elétron. Nesse caso, os níveis de energia podem ser calculados exatamente. Cada orbital do hidrogênio é classificado por um número natural $n \in \mathbb{N}$ e a energia desse nível é dada por:

$$E_n = -\frac{\text{Ry}}{n^2}, \quad (27)$$

onde Ry é chamada constante de Rydberg e tem valor de $\text{Ry} = 13.6 \text{ eV}$. Isso quer dizer que o nível de menor energia do átomo de hidrogênio é, para $n = 1$, -13.6 eV . Daí também podemos concluir que qualquer fóton com mais de -13.6 eV é capaz de ionizar o hidrogênio. Um fóton de 13.6 eV tem um comprimento de onda de 91 nm , ou seja, hidrogênio atômico é opaco para qualquer

comprimento de onda menor que esse. A constante de Rydberg pode ser relacionada com constantes fundamentais da física da seguinte forma:

$$\text{Ry} = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0 h^2}, \quad (28)$$

onde m_e e e são, respectivamente, a massa e carga do elétron, ϵ_0 é a permissividade do vácuo e h é a constante de Planck.

3.2 Átomos de muitos elétrons e degenerescência dos orbitais

Átomos com mais de um elétron possuem espectro muito mais complicado que o átomo de hidrogênio. Não existem relações simples como (27) para os níveis de energia e os orbitais podem ser calculados apenas aproximadamente. Alguns átomos, contudo, tem o espectro eletrônico (isto é, os níveis de energias dos orbitais em que os elétrons podem estar) bem parecidos com o hidrogênio e podemos usar os orbitais do hidrogênio pelo menos para termos uma idéia qualitativa da disposição dos elétrons nos átomos.

Uma propriedade importante dos elétrons, chamada de **estatística de Fermi-Dirac**, diz que cada elétron num átomo tem que estar num orbital diferente. Pode acontecer de diversos orbitais compartilharem o mesmo nível de energia e, neste caso, dizemos que há um **degenerescência**. No átomo de hidrogênio, cada nível de energia n possui $2n^2$ orbitais degenerados. Isso quer dizer que, se usarmos um espectro do átomo de hidrogênio para classificar o estados de um átomo com muitos elétrons, haverá dois elétrons ($n = 1 \Rightarrow 2n^2 = 2$) no menor nível de energia, oito elétrons ($n = 2 \Rightarrow 2n^2 = 8$) no segundo nível de energia e por assim adiante. Vale dizer que a maioria dos átomos não são parecidos com o hidrogênio, e essa contagem falha desastrosamente.

Mas o conceito continua importante. Em geral, classificamos os $2n^2$ estados degenerados com o valor do seu momento angular, o valor da projeção do momento angular num eixo arbitrário, e o spin do elétron. Esses valores, tal como a energia, também são discretos e representados pelas letras ℓ , m e s respectivamente. Um nível de energia n tem $0 \leq \ell \leq n - 1$ e $-l \leq m \leq l$. O valor de s é sempre $+1/2$ ou $-1/2$. Os diversos valores do momento angular l podem ser representados por $2\ell + 1$ caixas, representando os valores de m , como mostra a figura 5. Dentro de cada caixa, colocamos uma seta para cima e uma para baixo representando os dois valores de spin possíveis para cada elétrons. Mais especificamente, a figura 5 mostra a disposição de um orbital $n = 2$ de um átomo onde há apenas sete elétrons. Ainda caberia mais um elétron com essa mesma energia nesse átomo.

3.3 O processo de laser

Como aplicação de todos os processos atômicos vistos até agora, vamos estudar como o laser function. Criar fótons é fácil. Criar fótons que tenham todos exatamente a mesma frequência e mesma fase, é muito mais difícil. Como vimos

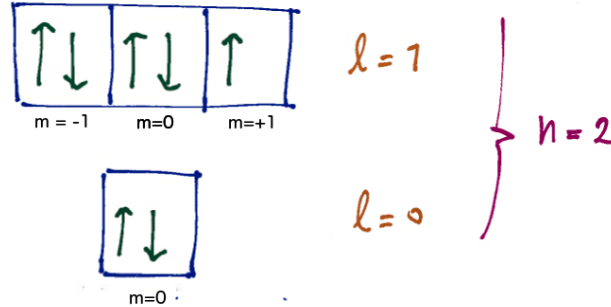


Figure 5: Exemplo de todos os orbitais degenerados do nível de energia $n = 2$ de um átomo. Nesse exemplo, o nível de energia ainda não está completo, pois ainda caberia um último elétron no nível $\ell = 2$, $m = +1$ e $s = 1/2$.

acima 3, um dos processos pelo qual isso é possível é a emissão induzida. Nesse processo, se emite um fóton sobre um átomo excitado. Esse fóton tem que ter a mesma energia que uma transição do elétron para o nível de menor energia. É um processo anti-intuitivo, porque em geral se cede energia a um elétron para ele ir para um nível de maior energia. No caso da emissão induzida, o elétron absorve o fóton, vai para o nível de menor energia e emite dois fótons com mesma frequência e mesma fase.

Até aqui, nada novo, estou apenas repetindo o que já estudamos acima. A dificuldade desse processo é que não se encontra átomos excitados facilmente. Isso porque, elétrons em nível excitados tendem a decair naturalmente para o nível de menor energia através de emissão espontânea. Então, a primeira coisa que temos que fazer é preparar átomos excitados. Para isso, se escolhe átomos cujo espectro de energia tenha uma propriedade muito especial: temos que ter três níveis. A transição do nível mais energético para o nível intermediário tem que ser rápida, enquanto a transição do nível intermediário para o mais baixo tem que ser bem lenta. Isso é o que a figura 6 mostra.

Os elétrons do **meio de ganho** do laser começam no nível de menor energia. Por absorção de fótons, a primeira transição ocorre para o nível de maior energia (seta azul). Esses elétrons decaem por emissão espontânea (seta marrom) rapidamente para o nível intermediário, sendo lá acumulados. Como a próxima transição é muito lenta, esse nível intermediário serve como um nível de armazenamento. Em geral, coloca-se tantos elétrons nesse nível quanto possível (isto é, até o limite de degenerescência do nível de energia, como visto em 3.2). Quando o nível intermediário está cheio, diz-se que a **população está invertida**.

O segundo passo é jogar um fóton com a energia exata de transição entre o

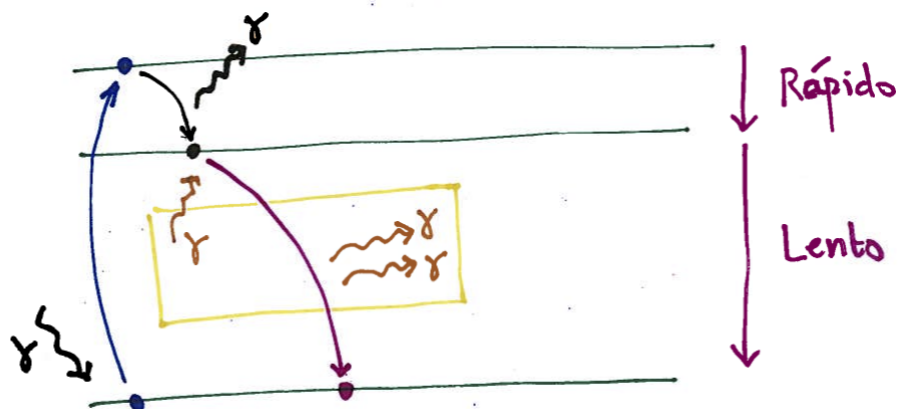


Figure 6: Diagrama de níveis de energia mostrando o processo de inversão de população e emissão induzida num laser.

nível intermediário e o mais baixo. Os elétrons vão absorver esse fóton, fazer a transição para o nível mais baixo e emitir dois fótons com a mesma frequência (emissão induzida, seta roxa). Em lasers reais, se coloca esses átomos entre dois espelhos de forma que os fótons emitidos voltem, atingem mais elétrons no nível intermediário e se multipliquem ainda mais.

Esse processo de multiplicação de fótons com mesma frequência e fase (como na caixa amarela) é o que se chama de **laser**.

4 As funções de onda de De Broglie

Nous devons donc envisager l'état présent de l'univers comme l'effet de son état antérieur, et comme la cause de celui qui va suivre. Une intelligence qui pour un instant donné connaîtrait toutes les forces dont la nature est animée et la situation respective des êtres qui la composent, si d'ailleurs elle était assez vaste pour soumettre ces données à l'analyse, embrasserait dans la même formule les mouvements des plus grands corps de l'univers et ceux du plus léger atome; rien ne serait incertain pour elle, et l'avenir comme le passé serait présent à ses yeux.

Pierre-Simon Laplace

Apesar de ser claro que radiação eletromagnética é um fenômeno ondulatório, pois podemos observar efeitos como interferência e difração, até esse momento temos pensado na luz como se fosse uma partícula hipotética chamada fóton. Essa partícula, contudo, ainda possui as mesmas propriedades de um fenômeno ondulatório como frequência e comprimento de onda. Essa “dualidade” existe pois estamos tentando usar conceitos clássicos, como uma onda eletromagnética ou uma partícula pontual, para descrever efeitos que são essencialmente quânticos.

A realidade é que a mecânica quântica não pode ser descrita por nenhum desses dois objetos individualmente, mas através de algo que se chama **função de onda**. A função de onda é o objeto fundamental da mecânica quântica da mesma forma que uma partícula pontual é o objeto fundamental da mecânica clássica. Na mecânica clássica, podemos imaginar que todo e qualquer objeto como uma superposição de partículas pontuais e, se descrevermos a dinâmica de uma partícula pontual, o que é feito na segunda lei de Newton, então podemos descrever a dinâmica de qualquer corpo material. Na mecânica quântica o objeto fundamental é a função de onda do sistema. Todo e qualquer sistema na mecânica quântica é descrito por uma função $\psi(x, t)$ que, para cada instante de tempo t , associa um valor a cada ponto do espaço x . A evolução temporal dessa função é descrita pela equação de Schrödinger, mas isso é fora do escopo desse resumo.

A chamada “interpretação de Copenhague” da função de onda $\psi(x, t)$, associa o módulo ao quadrado dessa função $|\psi(x, t)|^2$ como a probabilidade de medir a partícula que ela descreve na posição x . Note que, como a função de

onda é algo que se estende no espaço, a medida da posição de uma partícula pode resultar em vários resultados distintos. Em particular, a função de onda de uma partícula livre com momento p e energia E é escrita como:

$$\psi(x, t) = e^{-i(Et - px)}. \quad (29)$$

O módulo ao quadrado dessa função é $|\psi(x)|^2 = 1$, ou seja, constante em todos os pontos do espaço. Isto é equivalente a dizer que não podemos dizer onde uma partícula quântica está, apesar de sabermos seu momento linear e sua energia. Tal como o ponto material é uma idealização da mecânica clássica, a partícula livre também é uma idealização da mecânica quântica.

A função de onda da partícula livre se comporta como uma onda plana. Se separarmos a parte real e imaginária da função acima teremos:

$$\psi(x, t) = \cos(px - Et) + i \sin(px - Et), \quad (30)$$

de onde é óbvio que essa função se comporta como uma onda com frequência f e comprimento de onda λ dados por:

$$\begin{aligned} E &= hf \\ p &= \frac{h}{\lambda} \end{aligned} \quad (31)$$

Essas relações são exatamente as mesmas que vínhamos usando para a energia e momento do fóton e são chamadas de **relações de De Broglie**. O pulo conceitual que o De Broglie propôs é que a função de onda de todas as partículas livres obedecem essas mesmas relações.

4.1 O experimento de dupla-fenda

O experimento de dupla fenda é uma experiência clássica que demonstra a interferência de ondas. A idéia é simples e resumida na figura 7.

A idéia é ter uma fonte de luz do lado esquerdo do arranjo experimental. Essa fonte de luz incide sobre o anteparo com duas fendas. Pelo **princípio de Huygens**, podemos pensar em cada uma dessas fendas como uma fonte pontual de luz. O caso interessante é quando essas duas fontes são coerentes, isto é, quando as fases das ondas emanadas de cada uma das fendas são iguais.

Nesse caso, a diferença entre as distâncias percorridas por cada raio de luz que atinge o anteparo mais a direita também dá a diferença de fase com que as duas ondas se superpõem. Para distâncias não muito grandes do ponto central entre as duas fendas, podemos fazer a seguinte aproximação:

$$\sin \alpha \approx \tan \alpha = \frac{x}{d}, \quad (32)$$

onde a definição das quantidades estão todas na figura. Também podemos aproximar a diferença entre os caminhos percorridos entre os dois feixes de luz como:

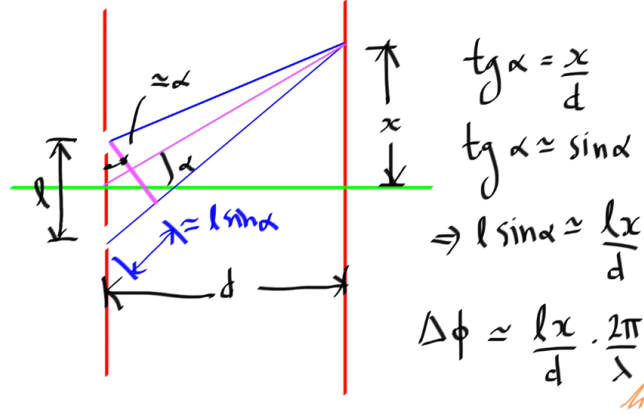


Figure 7: Experimento de dupla fenda de Young. As aproximações na figura são válidas para ângulos α pequenos, isto é, para x pequenos.

$$l \sin \alpha \approx \frac{\ell x}{d}, \quad (33)$$

o que resulta numa diferença de fase de:

$$\delta \phi = \frac{\ell x}{d} \times \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (34)$$

Então, a uma dada distância x do ponto médio entre as fendas, para uma distância d entre os aparatos, uma distância ℓ entre as fendas e um comprimento de onda λ , temos a seguinte amplitude:

$$\sin(\phi') + \sin(\phi' + \delta \phi) = 2 \sin\left(\phi' + \frac{\delta \phi}{2}\right) \cos\left(\frac{\delta \phi}{2}\right), \quad (35)$$

onde ϕ' é uma fase arbitrária. O segundo termo do produto é o interessante. Vemos que se $\frac{\delta \phi}{2} = \frac{\phi}{2}$, a amplitude será zero. Isso é fácil de entender, já que uma diferença de fase de π entre as duas ondas dá claramente uma interferência destrutiva. De uma forma geral, a posição dos mínimos de interferência são dadas por:

$$\frac{\delta \phi}{2} = n\pi + \frac{\pi}{2} \Rightarrow \frac{\ell x}{d\lambda} = n + \frac{1}{2}; \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (36)$$

Essa é a experiência clássica de De Broglie. O interessante é exatamente a mesma coisa acontece para qualquer tipo de partícula. Como a função de onda obedece o mesmo tipo de relação, a soma das duas funções de onda também terá pontos em que o valor vai a zero e, logo, pela interpretação de Conpehagem, são pontos em que os elétrons nunca são detectados.

4.2 Raio X característico e efeito Auger

5 Decaimentos nucleares

O processo de decaimento nuclear radioativo é um processo aleatório, que acontece independentemente da história passada do núcleo e, em primeira aproximação, da presença de outros núcleos radioativos. Como o processo é aleatório, tudo que podemos dizer é a probabilidade de um núcleo decair num dado intervalo de tempo, mas não é possível ter certeza se, após passagem de dado tempo o núcleo terá decaído ou não. A probabilidade de um núcleo decair num certo intervalo de tempo Δt é dado por:

$$P(\Delta t) = \lambda \times \Delta t. \quad (37)$$

Note como a probabilidade não depende da história anterior do núcleo. Não importa se um núcleo radioativo é antigo ou velho, a probabilidade de decair num intervalo de tempo Δt só depende do intervalo e de λ .

Se tivermos uma coleção grande de núcleos radioativos, como a probabilidade de cada núcleo decair independete dos outros, em média, teremos $N\lambda\Delta t$ núcleo decaídos após um intervalo de tempo Δt . Uma outra forma de dizer isso é que a velocidade de desaparecimento dos núcleos é:

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda N, \quad (38)$$

onde o signal negativo apenas indica que os núcleos estão desaparecendo. A quantidade no lado direito da equação (38), λN , chama-se **atividade** da amostra radioativa e indica quantos decaimentos, em média, se observa por unidade de tempo. Embora não seja imediato, podemos “resolver” a equação acima para obter uma função da quantidade média de núcleos que ainda se preservam sem decair depois de um tempo t :

$$N(t) = N(0) \times e^{-\lambda t}. \quad (39)$$

A quantidade $N(0)$ denota quantos núcleos sua amostra tem no início da observação, isto é, no tempo $t = 0$. Como essa relação envolve a função exponencial, uma pequena revisão é em ordem.

5.1 Funções exponenciais e logarítmicas

A função exponencial:

$$\begin{aligned} f : \mathbb{R} &\rightarrow \mathbb{R}, \\ f(x) &= e^x, \end{aligned} \quad (40)$$

é definida para todos os reais e possui as seguintes propriedades:

1. $f(x + y) = e^{x+y} = e^x \times e^y = f(x) \times f(y)$,

2. $f(x-y) = e^{x-y} = \frac{e^x}{e^y} = \frac{f(x)}{f(y)}$,
3. $f(xy) = e^{xy} = (e^x)^y = f(x)^y$.

A função logarítmo

$$\begin{aligned} g : \mathbb{R}^+ &\rightarrow \mathbb{R}, \\ g(x) &= \ln x, \end{aligned} \tag{41}$$

é definida como a função inversa da exponencial, isto é:

$$f(x) = e^x \rightarrow g(x) = f^{-1}(x) = \ln x \rightarrow f(g(x)) = x \text{ e } g(f(x)) = x, \tag{42}$$

ou, dito de outra forma:

$$y = e^x \leftrightarrow x = \ln y. \tag{43}$$

As propriedades da função logarítmo seguem imediatamente das propriedades da função exponencial:

1. $f(xy) = \ln(xy) = \ln x + \ln y = f(x) + f(y)$,
2. $f(\frac{x}{y}) = \ln \frac{x}{y} = \ln x - \ln y = f(x) - f(y)$,
3. $f(x^y) = \ln x^y = y \ln x = y f(x)$.

A propriedade que mais vamos usar aqui nesse texto é realmente o fato do logarítmo ser o inverso da exponencial:

$$\begin{aligned} e^{\ln x} &= x \\ \ln(e^x) &= x \end{aligned} \tag{44}$$

5.2 Meia-vida e vida média

A **meia-vida**, $t_{1/2}$, de uma amostra é definida com o tempo em que, em média, apenas metade da amostra sobrevive. Usando a equação (39):

$$N(t_{1/2}) = \frac{N(0)}{2} = N(0)e^{-\lambda t_{1/2}}. \tag{45}$$

Dividindo por $N(0)$ dos dois lados e tirando o logarítmo:

$$\ln \frac{1}{2} = -\lambda t_{1/2} \Rightarrow t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}, \tag{46}$$

onde usamos que $-\ln \frac{1}{2} = \ln 2$, o que pode ser observado sem maiores dificuldades das propriedades do logarítmo sabendo que $\ln(1) = 0$.

A **vida média**, τ , de um núcleo é o tempo que, em média, que demora para ele decair. Novamente, essa conta não é imediata mas é possível mostrar que esse tempo é dado por:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \tag{47}$$

5.3 Tipo de decaimentos radioativos

Um núcleo é composto de prótons e nêutrons. Da mesma forma que os elétrons num átomo ocupam orbitais de energia em níveis discretos, os prótons e nêutrons também apenas existem em níveis de energia bem definidos. Ainda da mesma forma que elétrons num átomo (veja a seção 3 se você não se lembra), esses prótons e nêutrons podem estar num nível de energia que não é aquele com menor energia possível. E, mais uma vez da mesma forma que elétrons num átomo, esses prótons e nêutrons, dado um tempo suficiente, vão voltar ao nível de menor energia, pois esse é o único estável, emitindo um fóton (em geral em frequências bem maior que a luz visível, já que as energias das ligações atômicas são bem maiores que as dos elétrons num átomo). Esse tipo de decaimento que acontece com núcleos excitados chama-se **decaimento gama**.

$$\text{núcleo excitado} \rightarrow \text{núcleo desexcitado} + \text{fóton}. \quad (48)$$

Uma outra possibilidade é que prótons e nêutrons decaiam através da chamada força nuclear fraca. Nesse caso, o processo não emite fótons, mas uma partícula chamada bóson W . O bóson W , por sua vez, decai quase que imediatamente em um elétron ou pósitron, da seguinte forma:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + W^- \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}, \\ p &\rightarrow n + W^+ \rightarrow p + e^+ + \nu, \end{aligned} \quad (49)$$

onde e^+ representa um pósitron, e^- um elétron e ν são neutrinos. Na equação (49), o primeiro processo chama-se **decaimento β^-** e o segundo **decaimento β^+** . Como a massa do nêutron é essencialmente a mesma da do próton, a massa do núcleo não muda, mas sim o número atômico. No final do dia, o efeito de um decaimento beta para o núcleo é, respectivamente para β^- e β^+ :

$$\begin{aligned} {}^Z_A N &\rightarrow {}^{Z+1}_A N + e^- + \bar{\nu}, \\ {}^Z_A N &\rightarrow {}^{Z-1}_A N + e^+ + \nu. \end{aligned} \quad (50)$$

Finalmente, o núcleo pode simplesmente se quebrar emitindo parte da sua estrutura. Os casos mais comuns são a emissão de um núcleo de hélio, o que é chamado de **decaimento alfa**:

$${}^Z_A N \rightarrow {}^{Z-2}_{A-4} N + {}^4_2 \alpha, \quad (51)$$

a emissão de nêutron (que não tem nenhum nome em particular):

$${}^Z_A N \rightarrow {}^{Z-1}_{A-1} N + {}^1_0 n, \quad (52)$$

ou a quebra em dois núcleos pesados:

$${}^Z_A N \rightarrow {}^{Z_1}_{A_1} N_1 + {}^{Z_2}_{A_2} N_2, \quad (53)$$

tal que $Z = Z_1 + Z_2$ e $A = A_1 + A_2$ e esse processo é chamado, genericamente, de **fissão nuclear**.

Todos esses processos obedecem a mesma lei de decaimento mas, claro, se um mesmo núcleo decair de duas formas diferentes, os processos terão constantes de decaimento diferentes.

5.4 Um adendo sobre unidades

Por razões históricas, as unidades para as grandezas relacionadas à decaimentos radioativos são uma confusão. Aqui eu vou tentar sistematizar aquelas que são mais encontradas.

Dose absorvida A dose absorvida diz dá a quantidade de energia proveniente de produtos de decaimento radioativo que um corpo absorve por unidade de massa. A unidade no SI é o Gray (Gy) = 1 J/kg. Contudo, a unidade mais comum é o rad = 100 erg/g = 0.01 Gy.

Atividade Como já visto, a atividade de uma fonte radioativa diz quantos decaimentos há por unidade de tempo. A unidade no SI é o Bequerel (Bq) = 1/s. A unidade mais comum, contudo, é o Curie (c) = 3.7×10^{10} Bq.

Fluência A fluência diz quanto de área foi exposta a radiação. Ou seja, quantas partículas provenientes de decaimentos radioativos foram absorvidas por área. A unidade no SI é o 1/m², mas a unidade mais usada é o 1/cm².

Dose equivalente Os efeitos biológicos de uma radiação depende de diversos fatores: que tipo de partícula foi absorvida (α , β , γ , nêutrons, ...), em que parte do corpo a energia foi absorvida (órgãos vitais não, órgão com rápida reprodução celular ou não, ...), quão rápida foi a absorção (doses agudas ou não) e muitos outros fatores que são difíceis de listar aqui e mesmo de se avaliar. O pessoal que regulamenta a atividade de proteção contra radiação cria um número, chamado RBE (relative biological effect) que diz o quanto uma radiação é perigosa. Quanto maior esse número, maior o impacto biológico que a radiação. Esse número é multiplicado pela dose absorvida para dar a **dose equivalente**. Se o RBE for multiplicado pela dose em Gray, a unidade resultante é o Sievert (Sv), enquanto se o RBE for multiplicado pela dose em rad, a unidade resultante é o rem, que é de longe a quantidade mais usada quando o assunto é efeitos biológicos da radioatividade.

5.5 Energia de ligação e déficit de massa

Our Sun is a second- or third-generation star. All of the rocky and metallic material we stand on, the iron in our blood, the calcium in our teeth, the carbon in our genes were produced billions of years ago in the interior of a red giant star. We are made of star-stuff.

Carl Sagan

A massa de um núcleo é menor que a soma das massas dos seus constituintes. Vamos supor nessa discussão que o núcleo tenha n_p prótons e n_n nêutrons. Isso quer dizer que:

$$m_N < n_p m_p + n_n m_n, \quad (54)$$

onde m_p é a massa do próton e m_n é a massa do nêutron (elas são bem parecidas, mas não importa para essa discussão). A energia de um corpo livre em repouso é dada por:

$$E = mc^2. \quad (55)$$

Então isso quer dizer que a energia do núcleo $m_N c^2$ é menor que a energia que você teria se você tivesse separado todos os prótons e nêutrons que o formam. A diferença de energia

$$\Delta E_N = m_N c^2 - (n_p m_p + n_n m_n) c^2 \quad (56)$$

é interpretada como a energia que mantém os prótons e nêutrons ligados. Essa energia é negativa, como é o caso também no elétron no átomo de hidrogênio que vimos na seção 3.1.

Uma consequência interessante dessa relação é estudar a energia de ligação por constituinte para diferentes núcleos. A idéia é a seguinte: para todos os núcleos a massa é menor que a massa dos constituintes. Mas e se não separássemos todos os constituintes, mas apenas quebrássemos o núcleo em dois outros núcleos, menores, mas ainda compostos de vários prótons e nêutrons? A massa de cada um deles ainda é menor que a massa de cada um dos seus constituintes, mas a massa dos dois núcleos menores pode ser maior ou menor que a massa do núcleo maior (a relação não é linear, por isso que há esse efeito). A figura 8 mostra a quantidade:

$$-\frac{\Delta E_N}{n_p + n_n}, \quad (57)$$

para diversos núcleos em função do número de massa $A = n_p + n_n$.

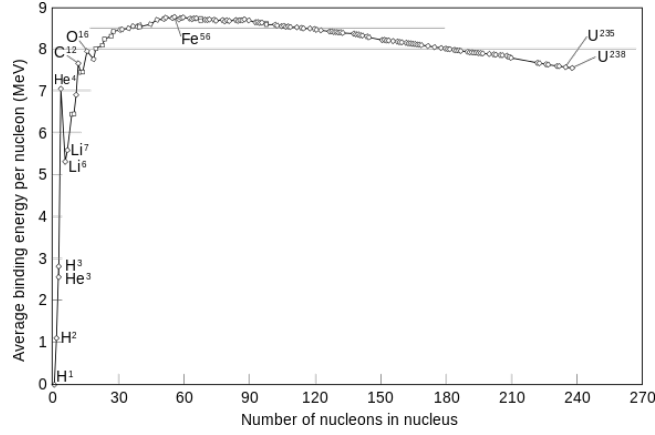


Figure 8: A energia média de ligação por constituinte dos núcleos atômicos. Note como o ferro ($A = 56$) é o núcleo mais estável pois tem a maior energia (em valor absoluto) por constituinte (gráfico copiada da Wikipedia).

Através desse gráfico, podemos estudar o que acontece com a energia total no processo

$${}_A N \leftrightarrow {}_{A_1} N_1 + {}_{A_2} N_2, \quad (58)$$

tal que $A = A_1 + A_2$, ou seja, um processo de fissão (esquerda para direita) ou fusão nuclear (direita para esquerda). Pelo gráfico pode-se ver que, se todos os núcleos envolvidos estiverem antes do ferro ($A = 56$), a energia de N será menor (lembre-se que o gráfico é de menos a quantidade ΔE) que a energia de N_1 e N_2 separadamente. Isto é, o núcleo grande é mais estável. Outra forma de dizer isso é que, para elementos leves até o ferro o processo espontâneo é a fusão nuclear.

Já no caso em que os núcleos mais pesados que o ferro, a energia do núcleo N é maior que a soma das energias dos núcleos N_1 e N_2 . É por isso que núcleos muito pesados, como o urânio e o polônio sofrem fissão nuclear espontânea. Mais do que isso, num ambiente energético o suficiente para que essas reações possam acontecer, o equilíbrio da equação (58) tende para esquerda em núcleos leves e para direita em núcleos pesados. Então, por exemplo, no início do universo, quando ele era muito quente, elementos até o ferro puderam se formar espontaneamente. Mas elementos mais pesados que o ferro, mesmo que se formassem eventualmente, eram mais prováveis que desaparecerem espontaneamente do que restarem para formar estruturas no universo.

Os elementos pesados, que são tão importantes para a vida na Terra, não vêm de reações espontâneas entre núcleos, mas sim de colisões de altíssimas energias entre núcleos no interior das estrelas, onde a pressão é tão grande que força a produção desses núcleos pesados. E é por isso que, de certa forma, somos

todos poeira de estrela.