

## Tempo e Relatividade-II

PAULO CRAWFORD DO NASCIMENTO e ANA ISABEL SIMÕES

Departamento de Física, Faculdade de Ciências de Lisboa

### O tempo na teoria da relatividade generalizada

O comportamento dos cones de luz torna-se mais interessante na presença de um campo gravítico. O efeito da gravidade tal como é descrito pela teoria da relatividade geral formulada por Einstein e publicada em 1915, manifesta-se através da *curvatura* do espaço-tempo. Nesta teoria o espaço-tempo tem uma geometria riemanniana, o que significa que a distância entre dois acontecimentos infinitesimalmente próximos é dada pela forma quadrática

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu \quad (8)$$

A métrica  $g_{\mu\nu}(x)$  depende, em geral, das coordenadas de espaço e de tempo e passa a assumir, no contexto da nova teoria, um papel duplo:

i) tal como em relatividade restrita, contém toda a informação inerente às relações entre os acontecimentos, ou seja, determina a estrutura causal do espaço-tempo;

ii) descreve completamente o campo gravítico na medida em que permite especificar as linhas do Universo das partículas em queda *livre*, nesse campo, chamadas linhas geodésicas.

Para tornar mais claro este último ponto convém acentuar que, no quadro da teoria da relatividade generalizada, o conceito de força é substituído pelo de curvatura do espaço-tempo. Assim, a acção de um campo gravítico sobre uma «partícula» de reduzidas dimen-

sões como, por exemplo, um planeta no campo gravítico do Sol, já não é interpretada como sendo devida a uma força atractiva, mas antes como sendo o resultado da «deformação» do espaço e do tempo. Esta deformação, que depende fundamentalmente da massa que a produz, faz com que cada planeta siga a trajectória mais «simples» (geodésica), o caminho que minimiza a sua acção mecânica através do espaço-tempo.

Existem duas maneiras da gravidade influenciar o comportamento da luz. Uma dessas maneiras consiste em encurvar os raios luminosos quando estes passam num campo gravítico.

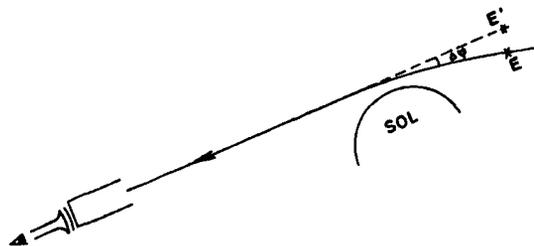


Fig. 6 — Encurvamento dos raios luminosos no campo gravítico do Sol.  $\Delta\varphi = 1,75''$  é o valor previsto pela teoria da relatividade geral. Devido às dificuldades experimentais (por exemplo, quando se fazem medições sobre a chapa fotográfica há que ter em conta a distorção do filme durante a revelação) os valores experimentais estão compreendidos entre  $1,43''$  e  $2,7''$ .

Como se vê na figura 6, o campo gravítico do Sol provoca o encurvamento dos raios luminosos provenientes da estrela E, dando a ilusão de que esta se encontra na posição E'. Para observar este efeito da gravidade podemos

fotografar as estrelas que se encontram na vizinhança do Sol durante um eclipse solar total. Mais tarde, podemos fotografar o mesmo campo de estrelas à noite e comparar as suas novas posições com as posições verificadas durante o eclipse. É claro que não será necessário esperar por um eclipse do Sol se pudermos observar objectos astronómicos que emitam radiação electromagnética fora do domínio da luz visível. Por exemplo, no caso de haver fontes de rádio em direcções próximas da do Sol, podemos utilizar radiotelescópios para medir o encurvamento da respectiva radiação.

A outra maneira do campo gravítico influenciar o comportamento da luz diz respeito à modificação da frequência. A luz, ao ser emitida por um objecto astronómico qualquer, depende de uma certa energia para vencer a «barreira» de potencial que a separa do observador.

Este dispêndio de energia traduz-se na perda de frequência, ou por outras palavras, num deslocamento das riscas do espectro da radiação emitida pelo astro para a zona do vermelho. Einstein previu teoricamente este deslocamento gravitacional das frequências pela primeira vez em 1911, antes mesmo da construção da teoria geral da relatividade.

É fácil calcular este efeito admitindo que a luz de frequência  $\nu$  é constituído por fotões de energia  $h\nu$ , sendo  $h$  a constante de Planck. Podemos associar a cada fotão uma «massa»

$$m = E/c^2 = h\nu/c^2$$

(É claro que  $m$  não é a massa em repouso do fotão, visto que essa é nula!).

Para atingir o observador o fotão terá de realizar um certo trabalho contra o campo gravítico:

$$W = m \Delta U$$

onde  $\Delta U$  é a diferença de potencial gravítico.

A energia do fotão observado será dada por

$$E' = E - W,$$

ou seja, ao viajar da fonte emissora para o observador o fotão perde uma quantidade de

energia própria igual ao aumento em energia potencial gravítica.

Podemos associar a  $E'$  uma frequência de observação  $\nu'$ , que se obtém facilmente das fórmulas anteriores.

$$\nu' = \nu (1 - \Delta U/c^2) \quad (9)$$

É habitual representar por  $z = (\nu - \nu')/\nu = \Delta \nu/\nu$  o deslocamento para o vermelho.

Atendendo a (9) vem então

$$z = \Delta U/c^2$$

Utilizando a mecânica Newtoniana para calcular o potencial gravítico à superfície do astro de raio  $R$  e massa  $M$ , que emite o fotão, vem

$$U(R) = -GM/R,$$

sendo  $G$  a constante da gravitação, enquanto que no ponto de observação (estando a Terra muito distante) é  $U = 0$ . Obtemos, finalmente, a fórmula do deslocamento para o vermelho

$$z = \Delta \nu/\nu = GM/(Rc^2) \quad (10)$$

Esta fórmula tem sido testada inúmeras vezes ao medir o deslocamento para o vermelho da luz emitida pelo Sol e por outras estrelas mais densas (anãs brancas).

Trata-se de um resultado aproximado, válido apenas nos casos em que  $Rc^2 \gg GM$ . Como vimos, não foi necessário recorrer à relatividade geral para estabelecer a equação (10), tendo sido suficiente a conservação da energia e a hipótese quântica da estrutura da luz.

Contudo, é possível evitar as considerações quânticas, como se depreende, aliás, de expressão final obtida, que já não contém a constante de Planck  $h$ .

Vamos agora considerar este fenómeno do deslocamento para o vermelho de um outro ponto de vista. Na figura 7 estão representados

dois átomos, A e B, que se encontram em repouso a alturas diferentes num certo campo gravítico. O átomo A emite luz cuja frequência

movem-se mais lentamente na vizinhança das grandes massas.

Enquanto o relógio B mede um intervalo de tempo de um segundo, B emite  $\nu_e$  ondas mas recebe somente  $\nu_o = \nu_e - \Delta\nu$  ondas de A. Por outras palavras, durante o intervalo de tempo  $\Delta T_B$ , o relógio A mede

$$\Delta T_A = (\nu_e - \Delta\nu) / \nu_e \cdot \Delta T_B = (1 - \Delta\nu/\nu) \Delta T_B = (1 - \Delta U/c^2) \Delta T_B \quad (12)$$

Se o relógio B se encontra muito afastado da massa responsável pelo campo gravítico (onde  $U \approx 0$ ), estando o relógio A em repouso no ponto correspondente ao potencial  $U = -GM/R$ , vem

$$\Delta T_A = [1 - GM/(Rc^2)] \Delta T_B \quad (13)$$

No caso do Sol e sendo  $R_\odot$  o seu raio,  $GM_\odot/(R_\odot c^2) \sim 10^{-6}$ ; logo, um relógio situado à superfície do Sol atrasar-se-ia por um factor de  $\sim 10^{-6}$  em relação a um relógio idêntico colocado à superfície da terra, onde  $U \approx 0$  (é claro que se despreza o campo gravítico da Terra, para o qual  $GM_T/(R_T c^2) \sim 10^{-9}$ !)

Vemos, assim, que o deslocamento das linhas espectrais, para a zona dos grandes comprimentos de onda, pode ser interpretado como um atraso dos relógios que se encontram na vizinhança das grandes massas relativamente aos relógios idênticos que se encontram a uma grande distância dessas massas. Torna-se pois, difícil sincronizar a marcha dos relógios colocados em diferentes pontos do espaço.

À superfície de uma estrela de neutrões  $GM/Rc^2 \sim 10^{-1}$ . Admitindo que a vida é possível na superfície de uma estrela de neutrões, todos os acontecimentos aí ocorridos seriam observados em câmara lenta por alguém que se encontrasse a uma certa distância da superfície como, por exemplo, no alto de uma montanha. Quem viva à superfície não nota a lenta marcha dos relógios. Essa lentidão afecta toda a gente igualmente, desde que todos se encontrem à mesma altitude. Contudo, observando a partir da superfície as pessoas que

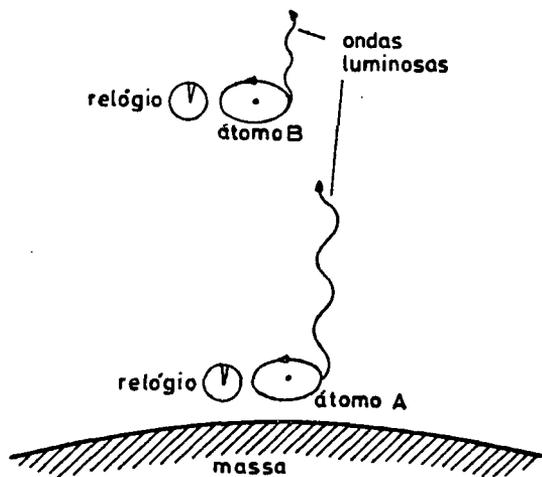


Fig. 7 — Comportamento dos relógios num campo gravítico.

no ponto B apresenta um pequeno deslocamento para o vermelho dado por

$$\Delta\nu/\nu = \Delta U/c^2 \quad (11)$$

onde  $\Delta U$  mede a diferença do potencial gravítico entre B e A.

A frequência  $\nu_e$  da luz emitida pelo átomo A pode ser usada como uma frequência de referência de um relógio atómico, que identificaremos com o átomo A. Admitamos que o átomo B é idêntico ao átomo A, podendo também ser usado como um relógio atómico. Sempre que o relógio A avança de uma unidade, A envia um sinal luminoso para B. De acordo com (11) os sinais luminosos emitidos por A chegarão a B com uma frequência  $\nu_o = \nu_e - \Delta\nu$  que é menor que a frequência de B.

Como não se perde nenhuma informação no caminho de A para B devemos concluir que o relógio A — cujos ponteiros se movem de um modo síncrono com a emissão de sinais de A para B — avança mais lentamente do que o relógio B. Em resumo: os relógios

vivem na montanha, notamos que tudo parece ter lugar a uma velocidade frenética. Se alguém fosse capaz de deslocar-se desde a base até ao topo da montanha poderia realizar aí as suas tarefas diárias, durante 6 ou 7 horas, e voltar a casa alguns minutos <sup>(1)</sup> depois de ter partido. Mas, atendendo à energia dispendida não cremos haver muitos voluntários para tal jornada! A vida numa estrela de neutrões oferece uma enorme variedade de efeitos estranhos para um observador terrestre, mas não vamos insistir nesta situação algo irreal.

Vejam, agora, como podemos interpretar os efeitos da gravidade sobre o comportamento da luz por intermédio de diagramas do espaço-tempo. O encurvamento dos raios luminosos pode ser representado no diagrama pela inclinação dos cones de luz, como se pode ver na figura 8.

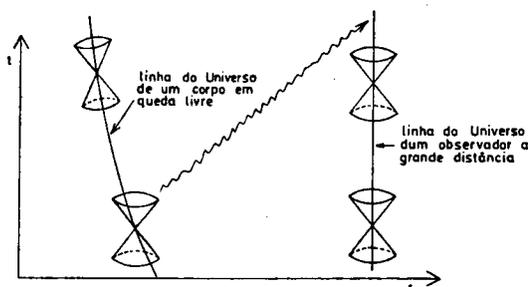


Fig. 8 — Linhas do Universo e cones de luz na presença de uma estrela. Os cones de luz são arrastados e inclinados em direcção à estrela. Esta inclinação é equivalente à distorção do espaço-tempo

A linha curva representa a linha do Universo de um corpo em queda livre no campo gravítico de uma estrela. A uma grande distância da estrela os cones de luz comportam-se como no espaço-tempo sem curvatura de Minkowski. Mas à medida que nos aproximamos da estrela, o campo gravítico é mais intenso, ou seja, a curvatura é maior, e a inclinação dos cones de luz é mais acentuada.

É natural interrogarmo-nos sobre o comportamento dos cones de luz se, em lugar de uma estrela de neutrões, tivéssemos um *buraco negro*, ou seja, uma estrela que esgotou o seu combustível nuclear e cuja massa colapsou sob

a acção do seu próprio campo gravítico. Já em 1798 Laplace escreveu: «Uma estrela luminosa, com a mesma densidade da Terra, e cujo diâmetro fosse duzentas e cinquenta vezes maior que o Sol, não permitiria, em consequência da sua atracção, que qualquer dos seus raios luminosos chegasse até nós; por esta razão é possível que os maiores corpos luminosos do universo possam ser invisíveis». De modo semelhante, se uma estrela com a massa do Sol se reduzisse a um raio de cerca de 1,5 km, a velocidade de escape à superfície da estrela ultrapassaria a velocidade da luz.

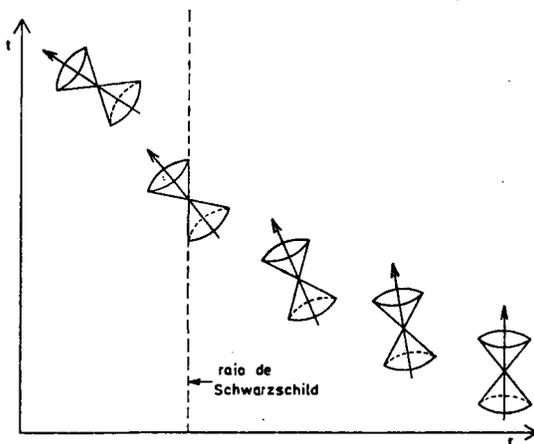


Fig. 9 — Comportamento dos cones de luz na presença de um buraco negro.

Não é difícil calcular a inclinação dos cones de luz, usando a teoria da relatividade geral no caso em que a estrela (buraco negro) é esfericamente simétrica.

A distorção dos cones de luz, que se observa na figura 9, é uma consequência da geometria da solução das equações de Einstein,

<sup>(1)</sup> Estes valores decorrem da aplicação da fórmula resultante da integração da expressão (15), escrita mais adiante, e dos valores estimados para R e M no caso de uma estrela de neutrões. Embora haja a respeito desses valores uma grande incerteza é provável que  $R \geq (9/4) (GM/c^2)$ . No caso mais favorável,  $R = 2,25 (GM/c^2)$ , 6 horas determinadas a uma grande distância correspondem a 2 horas à superfície da estrela. Vemos pois que o exemplo é propositadamente um tanto exagerado.

com simetria esférica. Essa solução é conhecida por espaço-tempo de Schwarzschild e chama-se assim em homenagem ao matemático Karl Schwarzschild, que a obteve em 1916.

Como se depreende da inclinação dos cones de luz, a uma distância inferior ao chamado raio de Schwarzschild,  $R_s = 2GM/c^2$ , os raios luminosos são como que «engolidos» pelo buraco negro, mesmo que sejam enviados para fora da estrela. A superfície esférica correspondente ao raio de Schwarzschild divide o espaço-tempo em duas regiões distintas: os acontecimentos exteriores a  $R_s$  que poderão sempre, mais cedo ou mais tarde, ser observados e os acontecimentos interiores a  $R_s$ , que são inacessíveis aos observadores exteriores.

Esta superfície esférica é por isso chamada *horizonte de acontecimentos*. Note-se que não existe nada de fisicamente estranho no horizonte de acontecimentos. Se um astronauta tivesse a infelicidade de atravessar essa região do espaço-tempo, não notaria nada de diferente ao passar o raio de Schwarzschild. Contudo, após ter cruzado o horizonte de acontecimentos, já não seria capaz de travar a sua nave e mantê-la a uma distância constante do centro do buraco negro; o seu único destino seria dirigir-se inexoravelmente para esse ponto do espaço onde a curvatura se torna infinita e desaparecer, literalmente, do espaço-tempo.

A forma explícita da geometria de Schwarzschild é dada pela forma quadrática

$$ds^2 = \alpha c^2 dt^2 - \alpha^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

$$\alpha = 1 - 2GM/(rc^2) \quad (14)$$

que é a forma especial da expressão geral (8) para o caso de um campo gravítico estático e com simetria esférica.

A partir desta expressão vemos que o tempo próprio, medido por um relógio que se encontra num ponto fixo do espaço, à distância-coordenada  $r$  <sup>(1)</sup> da estrela é dado por

$$\Delta\tau = (1/c) \int_0^{\Delta t} \sqrt{g_{00}} dt =$$

$$\int_0^{\Delta t} [1 - 2GM/(rc^2)]^{1/2} dt \quad (15)$$

É deste resultado que se extrai a expressão exacta que deve substituir a expressão (13).

Na verdade, como a métrica de Schwarzschild é estática, a integração da expressão (15) é imediata e vem

$$\Delta\tau = [1 - 2GM/(rc^2)]^{1/2} \Delta t$$

que, quando  $rc^2 \gg 2GM$ , se pode aproximar para

$$\Delta\tau \approx [1 - GM/(rc^2)] \Delta t$$

Vimos que na teoria da relatividade restrita o tempo próprio era o tempo mais curto entre dois acontecimentos, e era medido por um observador em repouso no referencial (inercial) onde os acontecimentos ocorriam no mesmo ponto do espaço. Além disso, todos os observadores que se encontram em repouso nesse referencial medem o mesmo tempo próprio. Vemos agora que na teoria da relatividade geral, e tomando como exemplo de espaço-tempo uma solução estática, com simetria esférica, conhecida por solução de Schwarzschild, o tempo próprio mede-se diferentemente nos vários pontos de espaço.

Dois acontecimentos simultâneos apresentarão, em geral, valores diferentes para a coordenada temporal  $t$ . Esta coordenada poderá ser entendida como o tempo próprio medido por observadores que se encontram em repouso em relação à estrela e infinitamente afastados dela.

### O tempo nos modelos cosmológicos de «Big-Bang»

Quando aplicamos a teoria da relatividade geral ao Universo na sua totalidade, somos levados a fazer certas hipóteses que permitem simplificar as equações diferenciais (equações de Einstein) que regem o campo gravítico. Essas hipóteses apoiam-se num conjunto de observações que sugerem que a região do Universo onde estamos localizados tem características semelhantes a qualquer outra região

<sup>(1)</sup> Note que a coordenada  $r$  não mede a distância ao centro da estrela, embora esteja relacionada com ela. A verdadeira distância é maior que  $r$ .

acessível à nossa observação. Com isto retiramos à nossa galáxia (Via Láctea) e às galáxias que integram o *grupo local* de galáxias, qualquer posição privilegiada relativamente ao resto do Universo.

Efectivamente a grande maioria dos astrónomos admite que o Universo é uniforme, quando observado a uma grande escala, isto é, quando se consideram porções do Universo bastante maiores que as dimensões dos aglomerados de galáxias.

Mais concretamente, do ponto de vista da distribuição de matéria, considera-se que o Universo é espacialmente homogéneo (todos os pontos do espaço são equivalentes num determinado instante) e isótropo (o Universo parece o mesmo em todas as direcções, visto da nossa galáxia ou de qualquer outra). Embora a homogeneidade espacial seja muito difícil, senão impossível, de provar, já o mesmo não acontece com a isotropia. Estamos a pensar na chamada radiação térmica de fundo, de origem cósmica, cuja temperatura ( $\sim 2,7$  K) é extraordinariamente uniforme:  $\Delta T/T \sim 10^{-4}$ . É claro que isto não prova que o Universo tenha sido sempre espacialmente homogéneo e isotrópico.

Uma consequência da homogeneidade espacial e da isotropia do espaço-tempo associado a estas soluções cosmológicas da Relatividade geral (conhecidas por soluções de Friedmann-Robertson-Walker) é que a distribuição uniforme da matéria pode ser descrita por um feixe de linhas do Universo, que não se intersectam, e que divergem de um ponto comum no passado. É, então, possível encontrar uma família de superfícies tridimensionais do género-espaço, ortogonais <sup>(1)</sup> ao feixe de linhas do Universo, conforme se mostra na figura 10.

Nestas condições, pode-se escolher um sistema de coordenadas, chamado sistema *síncrono*, onde a forma quadrática fundamental que define estas geometrias se escreve

$$ds^2 = dt^2 - \gamma_{ij}(t) dx^i dx^j \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (16)$$

Neste sistema de coordenadas a matéria encontra-se em repouso, ou seja,  $dx^1/ds = dx^2/ds = dx^3/ds = 0$ , e portanto a coordenada

temporal  $t$  mede o tempo próprio de um observador em repouso em relação ao fluido cosmológico.

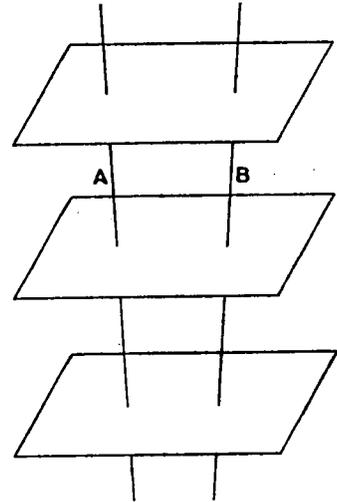


Fig. 10 — Família de superfícies tridimensionais não necessariamente planas, que representam o Universo em cada instante.

A família de superfícies tridimensionais espaciais é caracterizada por um único parâmetro e como estas superfícies são ortogonais a todas as linhas do Universo — uma dada linha do Universo intersecta cada superfície uma única vez — o tempo próprio, associado ao comprimento destas linhas do Universo, poderá ser utilizado para «parametrizar» estas superfícies, tendo por isso o significado de um *tempo cósmico*, universal. Por outras palavras, as galáxias que se encontram sobre a mesma superfície espacial medem todas o mesmo tempo cósmico.

Quer isto dizer que apesar de, na teoria da relatividade, o tempo medido por qualquer observador depender do seu estado de movimento relativo e do campo gravitacional onde ele se encontra situado, é possível construir um tempo  $t$  comum para descrever a evolução do campo gravitacional do universo na sua totalidade, no quadro destes modelos cosmológicos homogéneos e isotrópicos. São as simetrias associadas a estes modelos que nos permitem

<sup>(1)</sup> A ortogonalidade deve ser entendida no sentido da métrica riemanniana associada a estas soluções cosmológicas.

a construção deste tempo cósmico comum a todos os relógios em repouso em relação aos agrupamentos de galáxias. Pois se o universo tem o mesmo aspecto qualquer que seja o ponto de observação (agrupamento de galáxias) e se expande da mesma maneira por toda a parte, é de esperar que o efeito do campo gravitacional cosmológico sobre os diferentes relógios seja também o mesmo por toda a parte, desde que estes se encontrem em repouso em relação aos agrupamentos locais de galáxias. Assim, os agrupamentos locais de galáxias definem um conjunto privilegiado de sistemas de referência — os referenciais onde o universo se expande isotropicamente—e qualquer observador em repouso nestes referenciais vê a mesma sequência de estados de evolução do Universo. Qualquer outro observador, que se encontre em (rápido) movimento em relação ao fluido cosmológico, terá uma outra escala de tempo para os acontecimentos cósmicos e, além disso, verificará um certo grau de anisotropia que dependerá do valor da sua velocidade. Neste sentido, a extraordinária uniformidade da radiação cósmica de fundo, tal como é observada da Terra, permite estabelecer um limite para a velocidade do Sol de cerca de  $300 \text{ Kms}^{-1}$  relativamente ao referencial privilegiado constituído pelo próprio campo de radiação isotrópica.

A maioria dos cosmologistas e astrofísicos pensa que a radiação cósmica de 2,7 K é um resíduo fóssil de uma época em que o universo era cerca de mil vezes mais pequeno e mais quente do que é hoje, e toda a matéria estava ionizada. Os fótons da radiação de fundo são interpretados como resíduos que escaparam a essa época, na altura em que o universo arrefeceu e os núcleos ionizados e os electrões se combinaram para formar os átomos neutros que povoam o nosso mundo actual. Existe um outro testemunho de que o universo já foi cerca de um bilião ( $10^9$ ) de vezes mais pequeno e mais quente do que é hoje. Trata-se da observação de que 25 % da massa do universo está na forma de  $^4\text{He}$ , enquanto que no interior das estrelas só seria possível produzir cerca de 10 %. Admite-se, em geral, que este  $^4\text{He}$

foi produzido a partir do neutrão e do próton por reacções termonucleares que ocorreram nos primeiros três minutos após o Big-Bang, juntamente com quantidades muito reduzidas de outros núcleos leves tais como o deutério e o lítio.

Estes testemunhos parecem dar crédito aos que utilizam os modelos de Big-Bang, ou modelos cosmológicos de Friedmann, como fundamento da cosmologia relativista. Poucos duvidam que o universo actual se encontra em expansão, e com base nos modelos de Friedmann facilmente se depreende que o universo passou por fases mais densas e mais quentes, explicando-se assim a produção de  $^4\text{He}$  e a origem da radiação de fundo cósmico de 2,7 K.

Mas há muitos factos para os quais ainda não foi possível encontrar explicações convincentes. Todos os modelos de Friedmann partilham a existência de uma singularidade no instante  $t=0$ , que corresponde a um tempo próprio finito no passado, para o qual a densidade do universo assume um valor infinito. Este é o acontecimento identificado por Big-Bang e representa a origem da existência física, incluindo do espaço e do tempo. Quando fazemos  $t$  tender para zero não só a densidade e a temperatura do universo crescem indefinidamente, mas a própria curvatura do espaço-tempo torna-se infinita.

A existência destas singularidades nos universos em expansão é um dos problemas mais graves da cosmologia relativista.

Por outro lado, de acordo com os modelos de Friedmann, nos primeiros momentos da vida do universo o fluido cosmológico que haveria de dar lugar às galáxias encontrava-se num estado de compressão que excedia largamente o das estrelas mais densas. Como se explica que este universo primitivo não tenha terminado num gigantesco buraco negro, e bem ao contrário tenha escapado à acção do seu próprio campo gravítico e se tenha expandido literalmente desde a origem dos tempos (ou do tempo) até aos nossos dias?

Como já afirmámos anteriormente, a radiação térmica de origem cósmica que banha o

universo chega até nós com uma temperatura uniforme, qualquer que seja a direcção de observação. Esta radiação antes de chegar até nós percorreu distâncias da ordem de biliões de anos luz e, portanto, se encontrasse algum desvio da uniformidade transportaria consigo essa informação.

Concluiu-se, portanto, que a própria expansão deve ser uniforme em alto grau. Não só a taxa de expansão é a mesma em todas as direcções como também é a mesma nas diferentes regiões do cosmos, pelo menos a partir da época em que a radiação deixou de estar acoplada com a matéria.

Mas como se explica esta homogeneidade espacial e esta isotropia, características dos modelos de Friedmann, quando se sabe que de acordo com estes modelos o cosmos original possuía múltiplas regiões isoladas do ponto de vista causal? Efectivamente, um segundo após o Big-Bang a luz tinha percorrido cerca de  $3 \times 10^5$  Km mas, por essa altura, o universo observável actualmente ocupava uma região do espaço de cerca de  $(10^{14}/10^5)^3 = 10^{27}$  regiões separadas, incapazes de comunicar entre si por qualquer processo físico!

Como se explica, então, o alto grau de cooperação, que está patente na uniformidade da radiação cósmica de fundo, entre partes do universo que nunca estiveram em comunicação entre si?

A não ser que o universo tenha sido sempre homogéneo e isotrópico...

Mas, então, como explicar as pequenas perturbações que deram origem às galáxias e às outras estruturas do universo actual? E finalmente, qual será a origem de toda a matéria no universo?

Talvez seja possível encontrar respostas, pelo menos alguns cosmologistas e alguns físicos de partículas assim o crêem, para estas (e outras) perguntas no âmbito dos chamados modelos inflacionários do universo. Estes modelos têm sido desenvolvidos na sequência da grande unificação das interacções electro-magnéticas, fracas e fortes, com o objectivo de explicar o facto de não serem detectados os monopolos que estas teorias predizem.

Embora os modelos inflacionários, de que não vamos falar aqui, tenham lançado alguma luz sobre as questões básicas aqui levantadas, em articulação com os modelos de Big-Bang, não estão isentos de dificuldades no quadro da própria física das partículas.

Por outro lado, embora a maioria dos cosmologistas advogue que os modelos de Friedmann são boas aproximações globais do universo *actual*, não deixam de ressaltar o seu carácter demasiadamente simplista para representar o universo. Por isso mesmo, um número crescente de cosmologistas tem vindo a prestar mais atenção ao estudo de modelos heterogéneos e anisotrópicos.

No quadro destes modelos já não é possível, em geral, encontrar um conceito de tempo comum a uma família privilegiada de observadores. Ou seja, ao reduzir as simetrias dos modelos cosmológicos perde-se a noção semi-newtoniana de tempo cósmico, característica dos modelos de Big-Bang. Mesmo que o universo tenha uma singularidade inicial, a origem do espaço e do tempo, já não é possível falar sem ambiguidade de «tantos segundos após a singularidade inicial». Não fará sentido falar de um tempo próprio comum a todo o universo e, por isso, a idade do universo é algo que não teria qualquer significado.

## BIBLIOGRAFIA

Para quem quiser saber mais sobre estes assuntos (a um nível não matemático), sugerimos:

DAVIES, P. C. W. — *Space and time in the modern Universe*, Camb. Univ. Press. (1977).

GEROCH, R. — *General relativity from A to B*, Univ. of Chicago Press. (1978).

WALD, R. — *Space, Time and Gravity*, Univ. of Chicago Press. (1977).

Para os mais audaciosos e dispostos a aprofundar os seus conhecimentos recomendamos mais dois livros de texto que são particularmente completos, embora não muito avançados:

RINDLER, W. — *Essential relativity*, 2nd edition, Springer Verlag (1977).

SCHUTZ, B. — *A first course in general relativity*, Camb. Univ. Press. (1985).