

CBPF-NF-005/91

FUNDAMENTOS DA COSMOLOGIA\*

por

M. NOVELLO

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF/CNPq  
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150  
22290 - Rio de Janeiro, RJ - Brasil

\* Conferência apresentada na Reunião de Campos e Partículas,  
Caxambu, Setembro 1990.

## RESUMO

Apresentamos algumas questões que tem sido estudadas com destaque nos últimos anos, envolvendo questões básicas da Cosmologia Relativista.

Palavras-chave: Cosmologia Relativista.

## 1. Introdução

A Cosmologia é a Ciência da Totalidade maior que chamamos Universo. Ao longo deste século, a Cosmologia foi identificada com o estudo das propriedades globais do espaço e do tempo — graças à formulação de Einstein de uma teoria da gravitação baseada nas modificações da estrutura métrica do mundo ( a teoria da Relatividade Geral). É talvez importante, no entanto observar, para o iniciante, que a descrição do Universo não se restringe a uma simples (ou complexa) questão de gravitação mas sim envolve processos que transcendem esta teoria e que são estudados sob diferentes aspectos em praticamente todas as áreas da física. É bem verdade, entretanto, que algumas propriedades (e talvez aquelas mais genéricas) do Universo estejam somente envolvidas com processos gravitacionais.

Nesta conferência nós iremos pensar algumas questões que têm se destacado nos últimos anos como estando na base da Cosmologia Relativista.

---

## 2. Um Pouco (Muito Pouco) de História

Houve, neste século, três fases bem características da Cosmologia e que por razões de simplicidade, iremos denominá-las:

- i) Fase Matemática,
- ii) Fase Astrofísica,
- iii) Fase Física.

A primeira fase caracterizou-se pela constituição, formação e fundamentação dos chamados modelos cosmológicos. Tratava-se de gerar estruturas métricas, geometrias especiais de Riemann, soluções das equações de Einstein da gravitação e que obedeciam a certos critérios gerais de simetria e simplicidade, consubstanciando hipóteses apriorísticas sobre o mundo.

Foi nesta fase que apareceram praticamente todos os grandes modelos do Universo que ainda hoje dominam o cenário da Cosmologia, a saber: os modelos cosmológicos de Einstein, Friedmann, de Sitter, Kasner e um pouco mais tardiamente (e por razões que talvez fosse interessante de considerá-las - o que faremos mais adiante) o modelo de Gödel.

A segunda fase procurou enfatizar os processos físicos de relevância cósmica (isto é, não-localizados) para produzir uma unidade na imensa quantidade de objetos observados no Universo (tais como galáxias, estrelas, radiação, etc). O ponto culminante desta análise ocorreu com a aceitação, pela comunidade científica, da interpretação da radiação observada (em 1964) de um corpo negro (fótons em equilíbrio termodinâmico) como um processo global dependente de um movimento solidário do Universo em expansão. A consequência notável deste período foi

a criação do Mundo Astrofísico, consubstanciado no modelo que viria a ser chamado, por um astrônomo brincalhão, de "Big-Bang" — e que se tornou (e por diversas razões que considerarei em outro lugar — ver em "Cosmos et Contexte" — Masson Ed. Paris (1988)) através da mídia, extremamente popular.

A terceira fase (cujo impluso notável ocorreu durante a década de 80) viu aparecer a possibilidade do casamento de várias teorias que pretendem descrever os constituintes fundamentais da matéria, com aquela visão acima na qual o Universo teria passado por uma fase extremamente condensada em sua história recente.

### 3. Começo do Mundo ?

Ao final dos anos 60 uma certeza dominava os cosmólogos: a descoberta de uma radiação de fundo — fótons em equilíbrio térmico, comportando-se como um corpo negro a uma temperatura de aproximadamente  $2.7^{\circ}\text{K}$  — parecia inevitavelmente conduzir à observação de que o Universo teria sido extremamente quente no seu passado. A argumentação a sustentar esta idéia era simples e bem fundamentada. O espectro térmico (fótons são bósons) envolve a expressão

$$dN_{\omega} \sim \frac{1}{e^{\omega/T} - 1} .$$

Ora, a frequência  $\omega$  da radiação fotônica varia com o inverso do raio do Universo (este sendo identificado como uma estrutura métrica descrita pelo modelo expansionista de Friedmann):

$$\omega \sim \frac{1}{a(t)} .$$

Isso pode ser obtido examinando-se o modo pelo qual fótons se propagam em um campo gravitacional. Exceto em alguns modos especiais de interação eletromagnética-gravitacional, é possível mostrar que fótons seguem geodésicas nulas do espaço-tempo. Tradicionalmente este resultado tem sido obtido a partir do acoplamento mínimo entre aqueles campos, mas em verdade pode-se mostrar que esse comportamento é bem mais geral. Somente a título de exemplificação, é possível mostrar que acoplamentos não-mínimos do tipo gauge-dependente como  $L_1 = RA_\mu A^\mu$  e  $L_2 = R_{\mu\nu} A^\mu A^\nu$ ; bem como gauge-invariantes, como  $L_3 = RF_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ , produzem interações descritas pelo mesmo tipo de movimento geodésico, como no caso mínimo. (Esta interação mínima é aquela segundo a qual o princípio de equivalência é um gerador de leis físicas. Cf. a propósito in Novello-Oliveira Salim - Classical and Quantum Gravity vol. 7, pg. 51 (1990).)

A temperatura  $T$  varia também com o inverso do raio do Universo ( $T \sim \frac{1}{a}$ ). Isto decorre da Termodinâmica (através da relação  $\rho_\gamma = \sigma T^4$ ) e da lei de conservação de energia ( $T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0$ ) em um Universo em expansão.

Assim, e por razões independentes, podemos inferir a partir da observação hodierna de um espectro térmico de uma radiação-de-fundo (à temperatura de  $2.7^\circ\text{K}$ ) que (e graças à constância da razão  $\omega/T$ ) ao longo da história do Universo - e, pelo menos, até onde outras interações desses fótons possam ser desprezadas - ele estaria preenchido por aquela radiação em equilíbrio. Este crescimento (quando tempo  $t \rightarrow 0$ ) do valor da temperatura parecia não ter limite. Com efeito, argumentava-se então que há um tempo finito em nosso passado aquela temperatu-

ra poderia ser maior do que qualquer valor pré-signado. Em outras palavras, o raio do Universo parecia assim poder atingir o valor zero, gerando a noção de uma singularidade global inicial.

Essa situação parecia ocorrer naquela versão simplificada e cheia de simetrias do modelo de Friedmann. Seria ela "genérica" (\*) ?

Uma tentativa de resposta completa a essa questão foi fornecida pelos chamados "teoremas de singularidade".

Curiosamente, tanto aquela descoberta observacional da radiação fotônica quanto a demonstração de alguns teoremas referentes à inevitabilidade da presença de singularidade no mundo ocorreram no mesmo ano: 1965. São dois os artigos em que eles aparecem: A.A. Penzias - R.W. Wilson in *Astrophys. J.* 142 (1965) 1145; R. Penrose - *Phys. Rev. Lett.* 14 (1965) 57.

Essa (aparente) convergência de argumentações levou - -as à sustentação recíproca das propostas de identificação do Universo como um sistema "quente e singular" no passado recente (aproximadamente  $\sim H^{-1} \sim 10$  bilhões de anos): a chamada grande explosão inicial (o big-bang).

#### 4. Os Teoremas de Singularidade

De um modo simplista, o estofa básico de noções que estão na base da argumentação destes teoremas (ao serem aplicados ao nosso Universo) estão contidas nas seguintes asserções:

---

(\*) É difícil, em relação à Cosmologia, entender o que se pretende dizer com essa palavra ("genérica") aplicada no contexto em questão. Nós somente chamamos a atenção do leitor para esta dificuldade. Em outro lugar iremos examiná-la mais profundamente.

- (i) É possível definir de um modo operacional um tempo cósmico global;
- (ii) O Universo experimenta, globalmente, um processo expansionista, caracterizado pelo parâmetro de Hubble (expansão,  $\theta$ );
- (iii) As equações de Einstein garantem a inevitabilidade de que, em algum lugar no passado, distante um tempo finito de nós, a expansão  $\theta$  diverge.

Embora estas noções possam apresentar uma certa idéia do que realmente está em jogo quando da elaboração dos "teoremas", talvez não fosse irrelevante apresentar o enunciado de um exemplo típico daquelas formulações, para o leitor mais rigoroso.

Assim, é Penrose quem enuncia (1965).

The following requirements on a space-time are mutually inconsistent:

- a) There exists a compact space-like hypersurface (without boundary)  $H$  ;
- b) The divergence  $\theta$  of the unit normals to  $H$  is positive at every point of  $H$  ;
- c)  $R_{\mu\nu}V^\mu V^\nu \leq 0$ , for each time-like vector  $V^\mu$  ;
- d)  $M$  is geodesically complete in past timelike directions.

A estrutura básica dos teoremas se ergue, assim, sobre dois pilares. Um deles, a hipótese da existência de um tempo cósmico global tem suas origens na moderna cosmologia, no chamado princípio de Weyl. O grande cosmólogo americano Robertson (Rev. Mod. Phys., 5, 1933, 62) enuncia aquele princípio co-

mo sendo .... "that the world lines of all matter belong to a pencil of geodesics which converges toward the past - the Universe is a coherent whole rather than the fortuitous superposition of two or more incoherent parts"...

Por outro lado, a sustentar os teoremas encontra-se a equação de Raychaudhuri que descreve a evolução do parâmetro de expansão  $\theta$ .

Seja  $V^\mu$  um campo de velocidade e que, por simplicidade, consideraremos como associado ao fluido cósmico que gera a estrutura métrica (curvatura) do espaço-tempo. Sabemos que o gradiente deste campo de velocidade ( $V_{\mu;\lambda}$ ) pode ser decomposto em partes irredutíveis, tradicionalmente caracterizadas pelos parâmetros cinemáticos, a saber:

- $\theta$  : escalar de expansão ,
- $\omega^i$  : 3-vetor de rotação ,
- $\sigma_{ij}$  : matriz de distorção (anisotropia),
- $a^\mu$  : 4-aceleração.

A equação de Raychaudhuri relaciona a evolução do parâmetro  $\theta$  ao longo da linha de universo do observador comovente com a matéria, a saber:

$$(1) \quad \dot{\theta} + \frac{1}{3} \theta^2 + 2\sigma^2 - 2\omega^2 - a^\alpha_{;\alpha} = R_{\alpha\beta} V^\alpha V^\beta .$$

Em um Universo homogêneo e isotrópico, do tipo friedmanniano, a caracterização destes parâmetros é simples:  $\theta$  mede a divergência  $V^\mu_{;\mu}$ . Num sistema gaussiano com  $V^\mu = \delta^\mu_0$  temos que

$$\theta = \frac{d}{dt} (\ln \sqrt{-g})$$

onde  $g = \det g_{\mu\nu}$ .

Os demais parâmetros cinemáticos se anulam. Com efeito, a anisotropia é nula, isto é,  $\sigma_{\mu\nu} = 0$  (coerentemente com a observação da radiação de fundo). O fato de que os observadores fundamentais  $V^\mu$  são geodésicos e ortogonais à 3-superfície  $t = \text{constante}$  implica que, respectivamente, tanto a aceleração quanto a vorticidade se anulam. Assim, a equação de Raychaudhuri reduz-se à forma simplificada:

$$(2) \quad \dot{\theta} + \frac{\theta^2}{3} = R_{\mu\nu} V^\mu V^\nu \quad .$$

A hipótese (b) do teorema acima permitiria concluir de imediato que uma singularidade real, ( $\theta = \infty$ ), independente do sistema de coordenadas, ocorre em um tempo finito (e proporcional ao valor  $(\frac{1}{\theta})_0$  sobre a hipersuperfície  $H$  da hipótese (a)) se for possível assegurar-se a desigualdade

$$(3) \quad R_{\mu\nu} V^\mu V^\nu \leq 0 \quad .$$

É precisamente neste ponto que entra em cena a validade das equações de Einstein a garantir através de condições fisicamente aceitáveis sobre a distribuição de energia no Universo, de que esta desigualdade acima é aceitável.

Com efeito, tem-se para um fluido perfeito

$$(4) \quad T_{\mu\nu} = \rho V_\mu V_\nu - p(g_{\mu\nu} - V_\mu V_\nu)$$

a validade da relação

$$(5) \quad (T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} T g_{\mu\nu}) V^\mu V^\nu = \frac{3p+\rho}{2} \geq 0 \quad .$$

Consequentemente, via equação de Einstein (sem constante cosmo-

lógica) a validade da desigualdade (3). Esse simples resultado serviu para mostrar que, pelo menos no caso idealizado do fluido cósmico acima o teorema parece ser relevante e bastante efetivo.

Um tal resultado serviu para sustentar uma certeza sobre a inevitabilidade da singularidade, mesmo para além de modelos simples. Foi precisamente esta extrapolação, esse passo além do observado, que transgrediu o limite do razoável, como veremos em seguida.

##### 5. Primeira Crise: O Mundo Quântico

Em artigo no *Communications in Mathematical Physics*, o físico inglês S. Hawking se perguntava qual seria a resposta à seguinte questão: Se em uma dada hipersuperfície  $\Sigma$  o tensor energia-momento  $T_{\mu\nu}$  se anula que podemos dizer sobre o valor de  $T_{\mu\nu}$  em uma outra superfície  $\tilde{\Sigma}$  no futuro de  $\Sigma$ ? Baseando-se exclusivamente na lei de conservação da matéria ( $T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0$ ) ele conclui que a resposta àquela questão é simples:  $T_{\mu\nu}$  sobre  $\tilde{\Sigma}$  também será nulo.

Hoje sabemos que essa resposta está errada e graças a processos quânticos. Foi o físico russo Ya. B. Zel'dovich quem na mesma revista (e no mesmo ano) mostrou isto pela primeira vez e abriu caminho para que o próprio físico inglês, rejeitando sua idéia anterior, pudesse demonstrar o mecanismo de criação de partículas por um buraco negro.

A primeira consequência notável deste resultado era a possibilidade de violação da condição (c) acima.

Entretanto, esse ataque vindo do mundo quântico poderia ser assimilável pelos defensores dos Teoremas e da inevitabilidade da singularidade gravitacional, porquanto (argumentava-se) processos quânticos poderiam evitar o colapso do Universo possivelmente em dimensões típicas da ordem do comprimento de onda Compton do campo gerador da curvatura. Mas não seria este momento, onde toda a matéria existente poderia se concentrar em um raio tão diminuto, um fato "singular" ?

Uma crítica maior, no entanto, deveria provir de dentro do mundo clássico. E ela veio com efeito ao final da década de 60, apenas alguns poucos anos depois do enunciado do teorema.

#### 6. Segunda Crise: Quem é $T_{\mu\nu}$ ?

No mundo clássico parecia uma heresia duvidar da validade da desigualdade

$$T_{\mu\nu} v^\mu v^\nu \geq 0 \quad .$$

Entretanto, a interação gravitacional e a possibilidade de definir  $T_{\mu\nu}$  via variação da geometria, na Lagrangiana que descreve a matéria, modifica essa questão profundamente.

Com efeito, a primeira questão que devemos responder no caminho da descrição daquela interação é: como a gravitação modifica a equação de movimento da matéria ?

Num primeiro momento a resposta a essa questão parecia ser simples e sem dificuldade. A utilização irrestrita do chamado Princípio de Equivalência parecia responder a contento àquela indagação.

Entretanto e por diversas razões que aqui por questões de tempo/espço não posso me estender, essa resposta acabou por se mostrar incompleta e passível de ser alterada.

Consideremos, para exemplificar, o caso de um campo escalar  $\phi(x)$ . Na ausência da gravitação sua dinâmica é dada pela ação

$$(6) \quad S_0 = \int \left[ \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi \eta^{\mu\nu} - V(\phi) \right] d_4x \quad ,$$

onde  $\eta^{\mu\nu}$  é o tensor métrico de Minkowski (diag +---).

Ao procurarmos descrever a interação gravitacional do campo  $\phi$ , usando o princípio de acoplamento mínimo (equivalência) temos a forma de  $S$  modificada

$$(7) \quad S = \int \sqrt{-g} \left[ \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi g^{\mu\nu} - V(\phi) \right] d_4x \quad .$$

Para considerarmos um caso concreto, nós usaremos a forma do potencial  $V(\phi)$  mais comumente estudada dada por

$$(8) \quad V(\phi) = -M^2 \phi^2 + \sigma \phi^4 \quad .$$

A teoria que decorre dessa ação  $S$  não é invariante por transformação conforme

$$(9) \quad g_{\mu\nu}(x) \rightarrow \tilde{g}_{\mu\nu}(x) = \Omega^2(x) g_{\mu\nu}(x)$$

$$\phi(x) \rightarrow \tilde{\phi}(x) = \bar{\Omega}'(x) \phi(x) \quad .$$

A não invariância desta teoria sob a transformação conforme (9) conduziu alguns físicos a procurar uma modificação da intera

ção de  $\phi$  com a gravitação que se distinguísse do acoplamento mínimo produzido por (7).

Uma teoria que pode provar esta invariância é dada por

$$(10) \quad S = \int \sqrt{-g} \left\{ R + \partial_{\mu} \phi \partial_{\nu} \phi g^{\mu\nu} - \frac{1}{6} R \phi^2 + V(\phi) \right\} .$$

O termo de interação direta do campo  $\phi$  com a curvatura  $-\frac{1}{6} R \phi^2$  permite obter a invariância conforme quando  $V = 0$ .

As equações de movimento que decorrem de (10) se escrevem:

$$(11a) \quad \square \phi + \frac{1}{6} R \phi - 2 \frac{\delta V}{\delta \phi} = 0$$

$$(11b) \quad \left(1 - \frac{1}{6} \phi^2\right) G_{\mu\nu} = - \phi_{,\mu} \phi_{,\nu} + g_{\mu\nu} \left[ \frac{1}{2} \phi_{,\lambda} \phi^{,\lambda} + V + \right. \\ \left. - \frac{1}{6} \square \phi^2 \right] + \frac{1}{6} \phi^2_{,\mu;\nu} .$$

É possível re-interpretar a equação (11b) sob a forma einsteiniana

$$G_{\mu\nu} = - \theta_{\mu\nu}$$

onde  $\theta_{\mu\nu}$  é o tensor de energia modificado (envolvendo os termos provenientes do acoplamento conforme). Segue daí que a positividade da energia (que, convencionalmente, estaria a permitir aceitar a condição  $R_{\mu\nu} V^{\mu} V^{\nu} \leq 0$ ) não pode mais ser identificada com  $\theta_{\mu\nu} V^{\mu} V^{\nu} > 0$ , tornando qualquer condição sobre o valor do sinal de  $R_{\mu\nu} V^{\mu} V^{\nu}$  dependente do particular modelo de geometria e, conseqüentemente, impossibilitando qualquer asserção definitiva sobre o comportamento genérico do campo gravitacional.

Um tal resultado, embora aqui apresentado em um mode-

lo especial, pode ser facilmente generalizado. A menos que se consiga por alguma razão maior ainda desconhecida, impedir este tipo de interação entre a matéria e o campo gravitacional, devemos concluir que a singularidade não é uma propriedade típica (isto é, genérica) do processo de acoplamento matéria-gravitação, mas sim depende do particular modo pelo qual esse acoplamento se dá.

## 7. Stationary Eternal Universe Scenario

: um modelo tradicional de estrutura global sem singularidade (Hoyle, Bondi, Gold).

Este modelo, que até a década de 60, disputava com o Big-Bang a primazia em descrever globalmente a estrutura do Universo pode ser descrita de diferentes modos. Aqui, usaremos aquela descrição simplista, segundo a qual deverá existir um princípio maior (dito princípio cosmológico "perfeito"): a aparência do Universo não somente é espacialmente homogênea, como também temporalmente ela é imutável.

Em outro lugar examinei este modelo com mais atenção (op. cit.). Aqui, quero somente lembrar ao leitor que a estrutura métrica deste modelo é a mesma da geometria encontrada anteriormente por de Sitter, a saber:

$$ds^2 = dt^2 - e^{2Ht} (d\sigma)^2$$

Comparemos os dois modelos até aqui apresentados.

Um típico big-bang tem a expressão dada por Friedmann

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) d\sigma^2 ,$$

onde  $a(t) \sim t^n$ , com  $n \neq 1$ . Por exemplo,  $n = 2/3$  (seção tri-dimensional plana, com fonte dada por matéria incoerente  $T_{\mu\nu} = \rho V_\mu V_\nu$ ).

Enquanto o modelo de Friedmann tem uma singularidade (em  $t = 0$  o raio do Universo de Friedmann vai a zero; a expansão de Hubble  $\theta$  diverge, bem como a densidade de matéria que o gera), e conseqüentemente possui um começo; o modelo de Hoyle é eterno, se estende ao longo de um tempo infinito.

Uma das dificuldades deste modelo é precisamente aquilo que seus fundadores lhe imputaram como sua qualidade mais atraente: a ausência de uma dinâmica interna acarretando uma imensa dificuldade em conciliá-lo seja com a descoberta da radiação de fundo ( $2,7^\circ\text{K}$ ), seja com a abundância de elementos no Universo. Ao longo dos anos 70 e 80 este modelo caiu no ostracismo. Recentemente em artigo na revista Nature (30 de setembro de 1990) Hoyle e outros pretenderam retomá-lo, apoiando-se nas dificuldades do modelo padrão de Friedmann.

## 8. Dificuldades do Modelo Padrão

Em Cosmos et Contexte examinei longamente algumas questões que tornaram o modelo BB desacreditado.

Basicamente estas dificuldades têm todas a mesma origem: o Universo segundo BB possui desde o "começo do mundo" um tempo muito curto para podermos compreender — sem apelarmos para condições iniciais especiais — a maior parte de suas próprias propriedades tais como isotropia e homogeneidade espacial.

Na década de 80 um movimento de re-erguimento deste modelo foi criado, através da união entre alguns cosmólogos e fí-

sicos de partículas elementares.

A idéia básica desta modificação, tratada como um modelo inflacionário, consiste no seguinte:

(a) O Universo típico é o de Friedmann (o problema da singularidade não é resolvido mas "ultrapassado": deixa de ser relevante graças ao item (b));

(b) O Universo passou por uma fase de (extremamente) rápida expansão do tipo de Sitter. Isso significa que naquele momento uma constante cosmológica efetiva  $\Lambda_{\text{eff}}$  dominou o cenário da cosmologia;

(c) A origem desse  $\Lambda_{\text{eff}}$  vamos encontrá-la num processo quântico envolvendo campos da física.

Infelizmente, dificuldades posteriores envolvendo compatibilização deste modelo com observações tornaram-no bastante artificial: a solução que ele trouxe à questão da isotropia do modelo de Friedmann poderia igualmente ser resolvida por processos alternativos sem fazer considerações sobre hipotéticos campos inobserváveis em longa escala.

O leitor interessado pode examinar a argumentação em A. Linde (Rep. Progr. Phys.).

## 9. Dynamical Eternal Universe Scenario

Uma tentativa de conciliar os dois modelos acima, aproveitando o melhor de cada um, envolveria a produção de um modelo de Universo eterno, sem singularidade mas evolutivo - isto é, cuja dinâmica global não se restringiria a uma continuada repetição da mesma configuração.

Um tal modelo se consubstancia na expressão da geometria de Friedmann com a função raio do Universo  $a(t)$  sendo dada pela forma

$$a(t) = \sqrt{t^2 + Q^2} \quad ,$$

onde  $Q =$  constante universal.

Um tal modelo pode ser identificado, assintoticamente, tanto no infinito passado como no infinito futuro, com o Universo Vazio de Milne - isto é, um espaço-tempo plano, minkowskiano, mas descrito em um sistema de referências acelerado.

As propriedades de um tal modelo são tão notáveis que alguns autores (P.C. Davies in Quantum Field Theory in Curved Spaces) o citam como uma estrutura geométrica e não dinâmica. Isso se deve ao fato de que durante algum tempo foi impossível exibir sua fonte dentro dos modelos de matéria convencional. Entre tanto vários autores ao longo do ano de 1969 conseguiram resolver esta questão. Na Escola de Cosmologia, em 1987, eu apresentei todas as possibilidades dinâmicas de geração daquele modelo em meu curso "The Program of an Eternal Universe".

Eu aqui limitar-me-ei a esta citação e a enviar o leitor interessado àquele curso.

A superioridade deste modelo que chamei de DEUS (Dynamical Eternal Universe Scenario) tem atraído nos últimos anos um grande interesse entre os cosmólogos clássicos, porquanto ele resolve alguns dos problemas mais fundamentais da cosmologia tradicional. Como isso efetivamente ocorre e em que circunstâncias podemos considerá-lo como um modelo (clássico) despojado de todas as dificuldades tradicionais, é uma questão longa à qual remeterei o leitor interessado nos artigos citados. Assim, afirma

tivas sobre a inevitabilidade do começo singular do mundo, corrente nos anos 50 e 60 caíram em desuso. Mesmo os mais ardorosos defensores do Big-Bang acreditam que esta denominação representa tão somente uma fase quente e condensada do Universo - mas certamente, longe de sua singularidade eventual.

Eu gostaria de terminar essa palestra citando uma frase que ficou famosa em seu tempo e que representava bem aquela arrogante euforia associada à idéia de um Universo explosivo.

"It can be considered now as an unquestionable truth that from one to ten thousand million years ago, the matter of the known spiral nebulae was compressed into a relatively restricted space, at the time the cosmic processes had their beginning; and that during that stage the density, pressure and temperature of matter must have reached absolutely enormous proportions, since only under such conditions can we explain the formation of heavy nuclei and their relative frequency in the periodic system of elements".

Papa Pio XII na seção do dia 22 de novembro 1951 na Pontifícia Academia de Ciências do Vaticano.

Embora a conotação mediática de uma tal declaração é evidente, ela não nos fornece hoje a certeza de um começo singular do mundo. Muito provavelmente, dentro de uma década olharemos para o Big-Bang como olhamos hoje para a idéia do Steady-State: isto é, um curioso modelo, cheio de simetrias interessantes, mas cuja relação com a nossa realidade é quase tão fantasiosa quanto a do gato risonho de Alice no País das Maravilhas.

Finalmente, um último comentário.

Em todas nossas questões acima nós admitimos o princípio cosmológico de Weyl e a existência de um tempo cósmico global. Parece que somente nesta hipótese a nossa idéia de Cosmologia se identificaria com uma certa noção vaga e popular de um "todo", nas palavras de Robertson.

Na tradição da Cosmologia, somente Gödel (1949) ousou produzir um modelo global sem adotar aquela noção de tempo cósmico. Isso significaria, neste modelo, a existência de curvas do tipo tempo fechado.

Recentemente alguns autores retomaram a idéia de tais curvas "violadoras eventuais da causalidade" e procuraram concluir a sua existência em um universo evolutivo e clássico.

É evidente que isso produziria uma cosmologia completamente distinta da convencional.