

PULSAR

Jornal dos Estudantes de Engenharia Física Tecnológica - LEFT IST

Julho de 1997

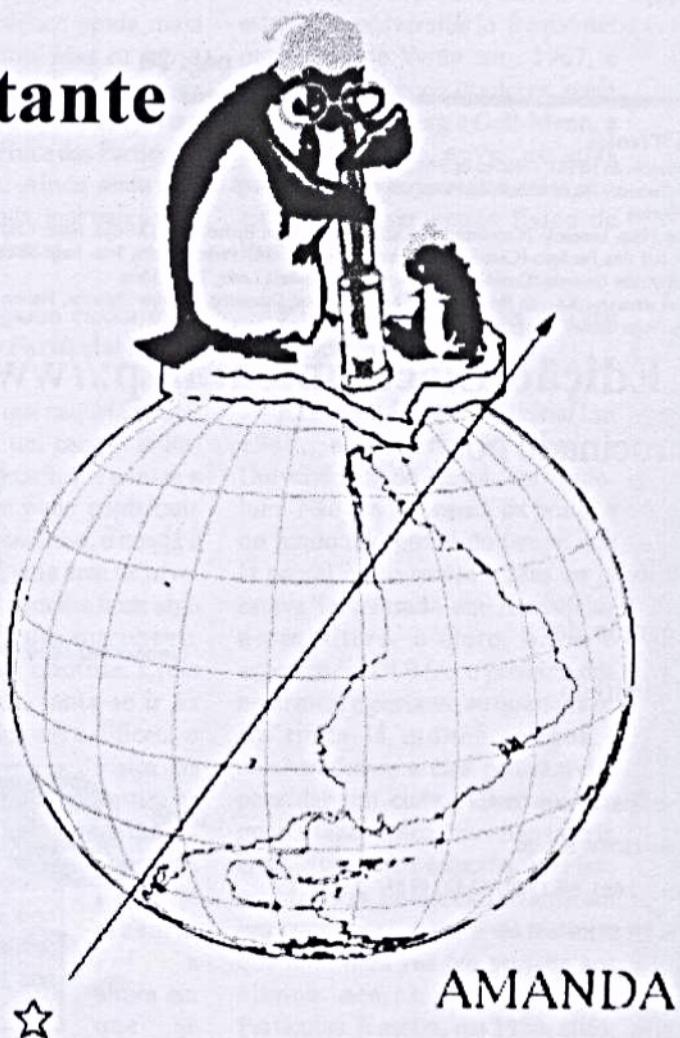
NÚMERO 10

Entrevista a Francis Halzen

O tamanho da constante de Boltzmann

Mordechai Vanunu Dez anos em solitária

O bunker de Lisboa (ou a Pedreira dos Húngaros)



Sumário

- Entrevista a Francis Halzen	pág. 3
- Dez anos em solitária <i>Catarina Quintans</i>	pág. 7
- B.D. <i>Nelson Nunes</i>	pág. 9
- Estudo das consequências da radiação gama associada à aniquilação electrão-positrão <i>Filipe Moura</i>	pág. 12
- O tamanho da constante de Boltzmann <i>André Mendes</i>	pág. 16
- O bunker de Lisboa (ou a Pedreira dos Húngaros) <i>António Brotas</i>	pág. 19
- Poesia	pág. 20

EDITORIAL

Colegas e demais leitores

Em época de exames... e mais um PULSAR! Com este perfezemos a dezena de edições do PULSAR... talvez um dia, quem sabe, tenhamos o prazer de ler o PULSAR número 100!... Lá p'ró ano dois mil e qualquer coisa, quando os nossos filhos estudarem Física no IST.

É verdade, no meio das fórmulas escritas numa pilha de papéis, o jornal ainda conseguiu sobreviver e o resultado está à vista. Quando estiveres farto de estudar não exites em correr para o sofá mais próximo para ler mais um pouco do PULSAR 10 ...

Em nome de toda a equipa que possibilita a sua existência desejamos a todos os nossos colegas a continuação de uma boa época de exames. E se as coisas não estiverem a correr pelo melhor, não desanimes... dá o teu melhor e verás que consegue!

O PULSAR volta para o próximo ano lectivo e até lá gozem bem as férias.

A Redacção do PULSAR

Ficha Técnica

Pulsar: Uma publicação do NFIST - Núcleo de Física do IST
Instituto Superior Técnico, Departamento de Física, Av. Rovisco Pais, 1096 LISBOA Codex

Editor: Hugo P. Gomes

Secção Científica: Nuno Leonardo (Coordenador), Carlos Ramos, José Barros, Luís Oliveira, Nuno Cruz, Paulo Cunha

Secção Cultural: Rui Pita Perdigão (Coordenador), Hugo P. Gomes, José Pedro Pereira, João Jorge Santos, João Paulo Graciano

Espaço do Curso: André Gouveia (Coordenador), Filipe Moura, Maria Lerer, Tiago Mota

Colaboração neste número: António Brotas, André Mendes, Ariel Guerreiro, Catarina Quintans, Nelson Nunes, Nelson Sousa, Pedro Castelo, Rui Bernardo, Yasser Omar

Arranjo Gráfico: Hugo Gomes Tiragem: 500 exemplares

Edição Electrónica: <http://www.fisica.ist.utl.pt/pulsar>

Patrocinado por:

documentação & informação técnica & científica

Júlio

Logrado de

Figueiredo

Lda

Rua António Pereira Carrilho 5, 1.º

1000 LISBOA Portugal

Tel 351.(0)1. 846 17 80 / 37 82 / 07 84

Fax 351.(0)1. 846 41 64

E-mail jlf@individual.puug.pt



LABORATÓRIO DE INSTRUMENTAÇÃO E FÍSICA EXPERIMENTAL DE PARTÍCULAS



Patrocinado por:



CENTRA
Centro Multidisciplinar de Astrofísica



CENTRO DE FÍSICA DAS INTERACÇÕES FUNDAMENTAIS

Instituto Superior Técnico-Edifício Ciência (Física)

Av. Rovisco Pais P-1096 Lisboa Codex

Tel. (351) 1 8410 882 Fax. (351) 1 8410 142

Entrevista a FRANCIS HALZEN

Conduzida por Filipe Moura, Pedro Castelo e Yasser Omar.

Editada por Filipe Moura e Pedro Castelo.

Traduzida por José Barros e Pedro Castelo.



FRANCIS HALZEN é um físico belga, que para a maior parte dos estudantes é conhecido como o co-autor, com Alan Martin, do livro 'Quarks and Leptons - An Introductory Course in Modern Particle Physics' (Wiley, 1984), traduzido em Japonês e Russo. Com 53 anos de idade, é um professor distinguido (Hilldale and Gregory Breit) na Universidade de Wisconsin, em Madison. Tem mais de 240 publicações em jornais de referência/especialidade, e foi o editor de oito livros. Foi o organizador, ou orador convidado, de cerca de 150 conferências. Mas hoje em dia é mais conhecido como o coordenador de AMANDA (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array), uma experiência de astrofísica/raios cósmicos situada no Pólo-Sul. O Professor Halzen recebeu o prémio Grandes Avanços de 1996 pela organização de "The Science Coalition" (Washington D.C.) devido à experiência AMANDA. Tivemos a oportunidade de conhecer o Professor Halzen e falar com ele em Setembro de '96, na Workshop Internacional "New Worlds in AstroParticle Physics", no Algarve, onde ele foi orador convidado. Entre outros assuntos, o Professor deu-nos a conhecer alguns factos interessantes acerca do projecto AMANDA, assim como da sua história. Lé esta entrevista: se estás realmente interessado em Física dos Raios Cósmicos, não te esqueças que a Secção de Astronomia do NFIST organiza Seminários acerca destes assuntos. Se quiseres pesquisar mais informação acerca de AMANDA, tenta na Net em <http://phenom.physics.wisc.edu/~halzen/> ou <http://dilbert.lbl.gov/www/amanda.html>

Pulsar: Qual foi o seu caminho pela Física? Onde estudou, onde se licenciou...

Francis Halzen: Fiz todos os meus estudos na Bélgica. Após isso, fui para o CERN, em Genebra e fiquei lá dois anos. Depois fui para a Universidade de Wisconsin, que é onde eu tenho permanecido nos últimos 25 anos. Durante todo esse tempo, estive em muitos sítios, por períodos de meses a anos, mas Madison tem sido o meu emprego permanente.

P.: Mas onde fez o seu doutoramento?

F.H.: Fiz o meu doutoramento na Universidade de Louvain, em Física Teórica.

P.: Mas porque é que escolheu a Física das Partículas Teórica?

F.H.: Essa é uma questão difícil de responder... Não sei realmente porquê! Eu de facto comecei na Física do Estado-Sólido, e lembro-me que isto foi mesmo antes do *scaling* ser descoberto. Eu estava a trabalhar em transições de fase, e acho que desisti no ano anterior ao *scaling* ser descoberto, porque isto era um assunto muito chato... E eu fui para Física das Partículas porque estávamos no fim dos anos '60, e claro era uma época muito excitante em Física das Partículas. E

sinto que tive sorte pois a década de '70 foi ainda uma época ainda mais excitante nesse campo. Mas eu penso que nesses tempos, menos do que agora, provavelmente, para um jovem teórico ambicioso a Física das Partículas era a escolha certa. Ainda creio que seja a escolha adequada, mas agora nem toda a gente pensa assim.

P.: Há mais alguma razão para escolher Física das Partículas?

F.H.: Não, creio que naquela altura, e também agora, é um campo muito estimulante, pelos desafios, e tem-se a sensação de que se pode contribuir nem que seja um bocadinho, o que já é muito importante. É uma área de nível fundamental, e se eu quisesse fazer algo de mais prático, teria sido engenheiro, mas não sou, sou um cientista. Creio que, como cientista, tenta-se ir às questões mais ambiciosas e dificeis, e

... é um campo muito estimulante, pelos desafios, e tem-se a sensação de que se pode contribuir nem que seja um bocadinho, o que já é muito importante. É uma área de nível fundamental, e se eu quisesse fazer algo de mais prático, teria sido engenheiro, mas não sou, sou um cientista.

Física das Partículas naquela altura era isso mesmo. Foi a altura em que se

descobriu a simetria quiral, e Gell-Mann descobriu a *current algebra*. Não tão excitante como em '74, quando o 'charm' foi descoberto, ou correntes neutras em '72, mas foi interessante.

P.: E houve alguém que o tivesse influenciado?

F.H.: Bem, eu quando era estudante universitário frequentei um Curso de Verão em.. 1967, e lembro-me que os oradores eram Glashow, Weinberg e Gell-Mann, e acho que após ouvir as suas palestras não havia outra coisa que eu pudesse ser senão físico de Partículas.

P.: Porque escreveu o livro "Quarks and Leptons"?

F.H.: Essa é uma boa história! Em 1980, eu queria ir para a Universidade do Havai, em Honolulu. Não era por causa da praia, e no fundo não gostei do tempo que lá passei nesse sentido. Mas eu já estava interessado em Astrofísica nessa altura, e claro, havia a experiência DUMA, o projecto dos neutrinos, e portanto eu queria lá ir. Eu tinha lá muitos amigos e colaboradores, e eles pediram-me para dar um curso. Claro que eu queria fazer física, mas não queria ensinar um curso: eu podia fazer isso em Madison. Então, eles arranjaram um curso para mim, e eu só tinha que falar uma vez por semana aos alunos acerca de Física de Partículas. E assim, em 1980, aliás, deixem-me dar um passo atrás... O Modelo Standard não nasceu em nenhuma altura particular, em nenhum ano exactamente, mas eu estava numa conferência em '78, e foi nessa altura que eu comecei a

acreditar que entre a QCD (Cromodinâmica Quântica) e a Teoria Electrofraca podíamos ver o Modelo Standard, de quarks e leptões à mistura, mas levou vários anos para que esta ideia crescesse, e mesmo em 1980 não existia ainda algo como "O Modelo Standard". Mas de qualquer forma quando estas aulas... em vez dos meus alunos, a faculdade inteira estava lá, e portanto eu tinha que fazer algo bom. E assim, dei um semestre: comecei com QED (Electrodinâmica Quântica), depois passei à QCD, às interacções Electrofracas e à unificação. Claro está, isto é agora conhecido como o Modelo Standard, estas aulas, e foi o trabalho principal para depois escrever o livro com Martin, dois anos mais tarde. Tirei um semestre de folga e fui para Durham, e lá escrevi o livro em dois meses. É preciso dizer que entre 1980 e aqueles dois meses, Alan Martin trabalhou bastante...

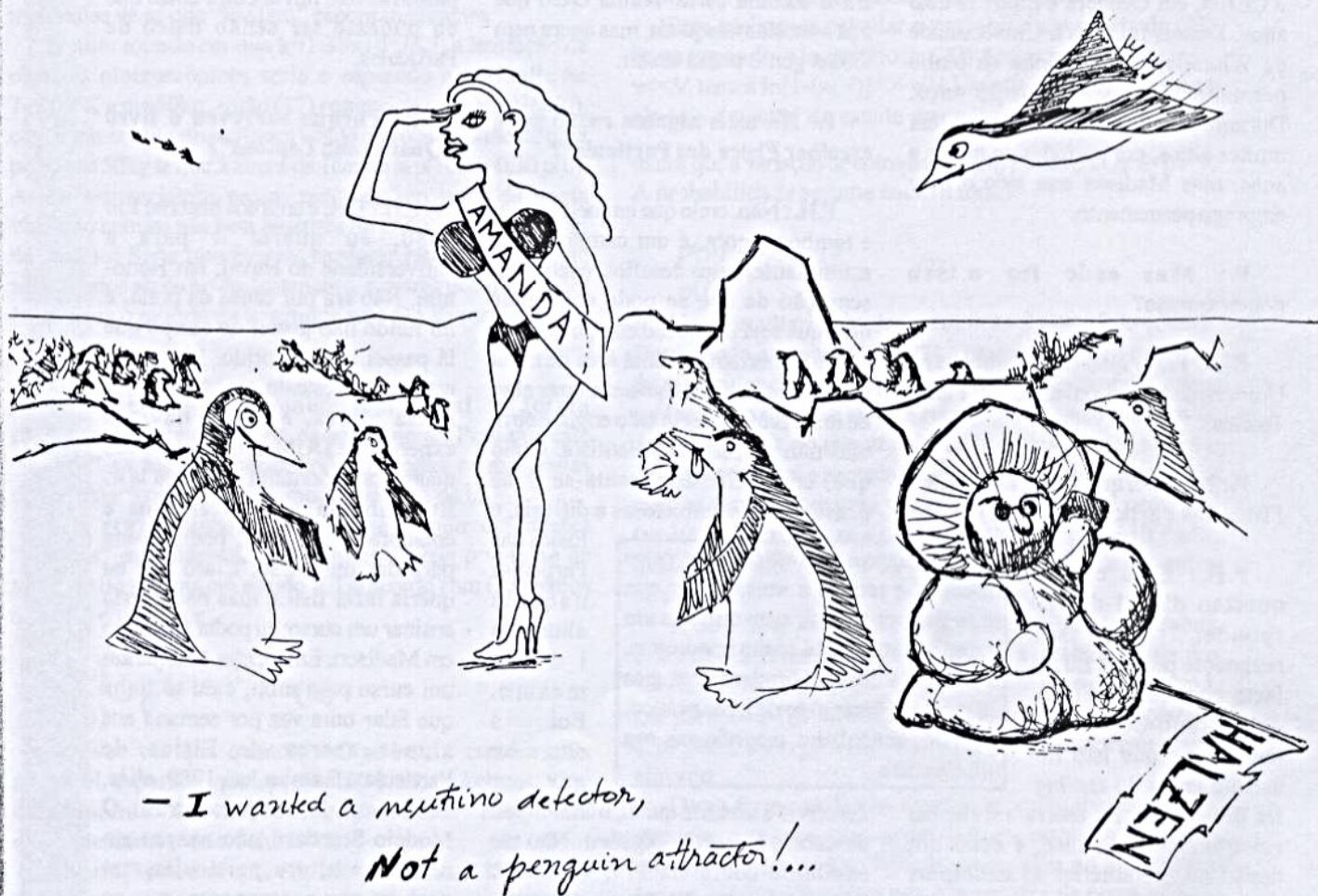
P.: Antes desta conferência, nós conhecíamo-lo apenas através deste livro, "Quarks and Leptons". Observando todo o seu trabalho, acha que é justo ou deveríamos reconhecê-lo por mais alguma coisa?

F.H.: Bem, eu espero ser lembrado pelo projecto AMANDA, e não por este livro. Por estranhas razões, por usar gelo como um detector de partículas (e eu nunca pensei que isto passasse dumha ideia teórica, era realmente muito assustador, e algumas pessoas queriam fazer a experiência. Parece que agora a experiência está a funcionar, e se eu ficar recordado pelo livro, quer dizer que nunca descobriremos nada. Se descobrirmos qualquer coisa, creio que se lembrarão de mim pelo projecto AMANDA, e não por este livro! Portanto, não sei... vamos ver.

P.: Acerca de AMANDA: pode-nos

explicar como começou a ideia?

F.H.: Claro. A ideia começou de uma maneira muito estranha. Primeiro, eu soube pelos meus colaboradores do Havai... Eu sabia acerca do projecto subaquático... a ideia de construir um detector de neutrinos usando a água como meio detector. E... um dia, eu dei um seminário na Universidade de Kansas. Penso que foi em 1987 e havia um glaciologista na audiência. Já me esqueci qual era o assunto do colóquio, mas depois o glaciologista veio-me falar acerca de uma experiência que os Russos estavam a fazer na Antártica. Bem, na verdade a ideia era devida a... Eu não vou dizer, porque... A ideia é que, se se tem um neutrino, um neutrino electrónico a interagir com gelo, se for um neutrino com muito alta energia, produz uma faísca de partículas carregadas, com 3 metros de comprimento e contendo milhões de



*- I wanted a neutrino detector,
Not a penguin attractor!...*

partículas carregadas em poucos nanosegundos. E como qualquer faísca, emite um impulso de rádio, e então o que os Russos estavam a fazer era apontar antenas para o gelo, para ver se conseguiam absorver algum impulso de rádio, desta maneira. E a física

destes impulsos é muito complicada, e a questão principal é a intensidade do impulso: tem que ser forte o suficiente para permitir uma observação à superfície, e eles nunca conseguiram calcular a potência do sinal. Assim,... da Universidade de Santiago de Compostela, durante um ano fizemos este cálculo e a razão porque nós conseguimos fazê-lo e os Russos, 30 anos antes, não conseguiram, é que nós temos grandes computadores. Tive também uma ideia acerca de como formalizar o cálculo, esquematizá-lo, de maneira a que pudesse ser feito facilmente, e então descobrimos que esta maneira de calcular a radiação de Cherenkov está nas "Feynman Lectures"! Portanto, estão correctos! Bom, calculámos a potência e o resultado foi bastante desapontador, quer dizer, só se podiam 'ver' partículas com mais de 10000 TeV de energia, que não há muitas. Estábamos desiludidos com o resultado, e então a ideia veio: porque não usar gelo como os russos? Era isso! Mandei uma mensagem a John Learned, que é o porta-voz do projecto DUMA no Havai e disse "porque não usar gelo", e começámos a pensar no assunto. Dentro de alguns meses, a ideia tornou-se cada vez melhor e melhor à medida que fomos pensando nela, e passados mais alguns meses nós escrevemos um 'paper' sobre isso e foi tudo. O 'paper' ficou esquecido até, penso que '89 ou '90. Eu havia-o escrito em '88. Algumas pessoas de Berkeley, que tinham lido o paper tentaram realmente fazer um teste na Antártica e foram para a Antártica. Eles fizeram o que foi classificado como uma experiência ilegal. Aliás, a NSF (National Science Foundation) chamou-me a mim e Learned (por induzirmos algumas pessoas para fazer uma experiência ilegal), mas eu nunca falei com eles, e convenci a NSF a deixá-los fazer a experiência. De facto, a experiência nunca foi feita, e passado um ano, nós escrevemos uma proposta e começámos o projecto AMANDA.

P.: Acerca de água como detector

de partículas: poderia explicar brevemente o mecanismo físico?

... durante um ano fizemos este cálculo e a razão porque nós conseguimos fazê-lo e os Russos, 30 anos antes, não conseguiram, é que nós temos grandes computadores.

Isto tem a ver com o tipo de observação: emissão Cherenkov, como se sabe, é como um barco que entra na água muito depressa, mais rápido que a velocidade das ondas na água, provoca uma vaga. É equivalente: quando um muão atravessa o gelo, provoca uma vaga que tem exactamente a forma da vaga de um barco. E então o que se faz é o seguinte: se se descobre uma vaga, põem-se detectores sensíveis à luz numa matriz, e faz-se assim um "mapa" da vaga de luz que segue o muão, e pode-se medir a direcção do muão. Se o muão é criado por um neutrino, tem uma energia alta e a mesma direcção que o neutrino e temos um "telescópio".

P.: Mas falou de partículas que se seguem de outras não foi?

F.H.: A maior parte dos muões são criados pelos raios cósmicos, e não são muito interessantes... nós estamos à procura de muões provocados por neutrinos. E assim, o que há a fazer é ter atenção aos muões que vêm da Terra, e usa-se portanto a Terra como escudo para os muões dos raios cósmicos.

P.: Porquê o Pólo-Sul?

F.H.: Ah, é simples: é o único sítio onde se pode fazer a experiência,

porque apesar do seu princípio, ainda é como uma experiência de acelerador. Não podemos levar uma tenda e acampar no gelo como eles fazem no CERN, num acelerador. Quero dizer, é preciso uma infra-estrutura. E a NSF tem um Laboratório no Pólo-Sul, que não é bem do tamanho do CERN, mas é o mesmo em qualidade, e para fazer esta experiência, é uma coisa relevante, sabem, é preciso bulldozers, gruas e veículos, e há apenas um sítio na placa glaciar da Antártica onde se pode encontrar um sítio assim, e é no Pólo-

Sul. Portanto, era o único sítio.

P.: Tem que ser um sítio grande, porque os eventos são raros...

F.H.: Sim! Temos toda a intenção de construir este detector do tamanho de 1 km, porque os fluxos interessantes de neutrinos esperam-se já que sejam muito pequenos. A história em Astrofísica é a mesma que em experiências com aceleradores: encontrar os eventos interessantes é como encontrar uma agulha num palheiro. É o mesmo em Astrofísica de Partículas.

P.: Qual é a importância de AMANDA para a Astrofísica das Partículas?

F.H.: Se nós virmos neutrinos de 1000 TeV, estamos a fazer Física das Partículas, por definição. Apesar de que grande parte da motivação tem a ver com Astrofísica e Astronomia, continua a ser verdade que observamos neutrinos de 1000 TeV ou mais energéticos. Há duas maneiras de responder à questão: eu podia falar extensamente acerca de todos os estudos relacionados com Física das Partículas que se pode fazer, mas não é necessário, quero dizer, nós já houve uma ocasião em que observámos o que uma experiência destas fez em Física das Partículas: foi a SUPER-NOVA em 1987, que foi observada no Japão e em Cleveland, EUA, e num detector de neutrinos. Aqui temos uns miseráveis 20 eventos que chegam em 10 segundos, mas a Física das Partículas que deduzimos (propriedades acerca de neutrinos) não poderia ser feita em laboratório.

Agora em AMANDA, para dar um exemplo, temos já um aquisidor de dados que está à espreita de explosões de raios gama. Se detectarmos um ou

mais eventos desses, essas explosões de raios gama dão-se a uma média de mil mega-parsec de distância. É muito longe, certo? Portanto, podemos medir o atraso temporal até ao mili-segundo, entre a observação astronómica e a nossa. Então podemos medir a massa do neutrino com uma precisão que

Número 10
P u l s a r

nenhum acelerador alguma vez medirá. Na verdade podemos observar a massa do neutrino até à sensibilidade que os modelos solares implicam e o efeito MSW: a chamada anomalia solar. Estes são exemplos, eu não sei o que vai acontecer, mas obviamente já aconteceu uma vez, e espera-se que aconteça de novo. Portanto estas experiências podem definitivamente fazer Física de Astropartículas.

P.: O Professor é sobretudo um Físico Teórico. Como foi, coordenar um projecto experimental?

F.H.: Bem, devo dizer que a física de alta energia, infelizmente, é inevitável devido à enorme quantidade de gente envolvida, é um campo muito organizado com muita burocracia. Isto já não é verdade em Física de raios cósmicos, Astrofísica das Partículas, não existe esta divisão burocrática entre teóricos e experimentalistas que encontramos em Física das Partículas. Preciso mencionar que a Física das Altas Energias, é inevitável devido ao grande número de pessoas envolvidas, é um campo muito organizado e burocrático. Em Física dos Raios Cósmicos e em Astrofísica de Partículas isto não acontece, não se verifica uma divisão burocrática entre teóricos e experimentalistas como em Física de Partículas. A maior parte dos experimentalistas que conheço já escreveram teoria e os teóricos já trabalharam em experiências. A linha não está bem definida e penso que é uma pena esta situação não se verificar também em Física de Partículas. Lembrando-me da história recente de experiências de colisão (não quero dar exemplos) existem muitas

Há uma coisa muito importante: Deve-se fazer aquilo que se quer fazer. Não se devem preocupar ou tentar adivinhar que direção seguir porque existe um bom orientador, porque há muitas bolsas, porque há um emprego mais tarde. Não se pode ser um bom cientista a menos que se esteja obcecado pelo que se está a fazer.

coisas que correram mal na análise de dados que podiam ter sido evitadas se existisse uma melhor mistura entre teóricos e experimentalistas nas experiências. Penso que funciona nos dois sentidos, os teóricos escreveriam menos disparates se falassem regularmente com os experimentalistas. Esta foi uma grande oportunidade, penso, este banho de nove meses no

Número 10
Pulsar

mundo organizado dos Aceleradores de Alta Energia. O tempo já tinha acabado, até na experiência no acelerador e já não se trata de fazer observações difíceis para os teóricos explicar. É necessário interpretar os nossos próprios dados e isso envolve análise teórica como em Física dos Raios Cósmicos, como em Astronomia.

P.: Que pensa dos custos da Física de Partículas Experimental?

F.H.: Oh, AMANDA é barato, é por isso que o fazemos! Mesmo considerando os custos de voar até ao Polo Sul. O ponto forte de AMANDA, pode não ser a melhor experiência mas é, certamente a mais barata. Levando a sua pergunta mais seriamente. Se me perguntasse quanto o governo gasta para nos financiar, muito mais que para Astrofísica... Só posso dar uma resposta filosófica. Acreditamos que enquanto Físicos de Partículas, como Astrofísicos, como Astrónomos estamos a responder às questões mais fundamentais que um ser humano pode perguntar. Se paramos de fazer essas perguntas penso que viver na Terra deixa de valer a pena. Penso que não existe um preço que possamos pôr. Não penso que alguém, seriamente, ponha em questão que valha a pena suportar-nos. Na mesma linha de raciocínio, embora

Embora só me interesse pela resposta filosófica, em termos económicos não nos devemos envergonhar daquilo que fazemos porque todos os estudos que já se fizeram revelam que a "Grande Ciência" é um investimento barato.

pedir ao Ministério da Saúde que invente um laser para cirurgia aos olhos. Os Físicos inventaram lasers fazendo Física Fundamental e mais tarde alguém se lembrou de os utilizar para fazer cirurgia. Seria desastroso de um ponto de vista Filosófico e económico, não é um lugar para poupar dinheiro.

P.: Criticou a diferença de financiamento entre os grandes laboratórios (como o CERN e o FermiLab) em relação às experiências de Astrofísica?

F.H.: Não, só disse que para obter uma boa Física temos que fazer Astrofísica de Partículas com a mesma tecnologia e fundos com que as experiências de aceleradores são feitas. Já acontece, as experiências com Raios Cósmicos envolvem várias instalações que vão custar centenas de milhões de dólares, há uns anos seria impensável. Ainda não é o CERN, mas lá chegaremos.

P.: Considera-se um Físico de Partículas?

F.H.: Considero-me um Físico de Partículas. Lembro-me que há 10 anos atrás o Departamento de Energia perguntou ao Comité para investigar a questão (entre muitas outras) se Astrofísica de Partículas era Física de Partículas? A resposta de uma linha no sumário do relatório foi que "uma partícula de alta energia é uma partícula de alta energia". Até agora Astrofísica de Partículas era tolerada pelos grandes laboratórios de aceleradores; desde que uma grande descoberta foi feita (como a supernova) os Astrofísicos de Partículas são encarados pelos Físicos dos aceleradores como uma ameaça. Isto é incrivelmente infantil, de vistas curtas, não consigo entender este ponto de vista vindo de um cientista.

P.: Então pensa que existe futuro para a Física de Partículas clássica?

F.H.: Claro. Há coisas que se podem fazer no LHC que nunca poderão ser feitas com Astrofísica de Partículas e ao contrário também. Nunca se verão num acelerador 10^{20} neutrinos, que eu espero ver um dia. Então onde está a competição? Não existe! Eu posso estar enganado, mas tenho a certeza que não

estou. Nunca veremos na AMANDA um problema crítico como o de Quebra Expontânea de Simetria.

P.: Que recomendaria a um estudante interessado em Física de Partículas?

F.H.: Sei a resposta a esta pergunta porque já a respondi muitas vezes. Há uma coisa muito importante: Deve-se fazer aquilo que se quer fazer. Não se devem preocupar ou tentar adivinhar que direcção seguir porque existe um bom orientador, porque há muitas bolsas, porque há um emprego mais tarde. Não se pode ser um bom cientista a menos que se esteja obcecado pelo que se está a fazer. É uma ilusão que se possa ir para Física do Estado Sólido porque existem alguns empregos na indústria, se não se estiver interessado em Física do Estado Sólido ser-se-á um falhanço. Mesmo que se arranje um emprego ser-se-á um falhanço porque

ser-se-á infeliz durante toda a vida. Deve-se fazer aquilo que se quer, mesmo sendo de alto risco, não há outra maneira.

P.: Acha que existirão muitos lugares em Física de Partículas?

F.H.: É difícil prever o futuro neste assunto, ele é construído por descobertas, não por planeamento. A resposta seria certamente diferente entre os EUA e aqui. E eu não comprehendo a Europa muito bem... O que vejo nos EUA é que os fundos não vão aumentar durante o tempo em que vocês se doutoram e fazem Pós Doutoramentos e são jovens professores e vamos, provavelmente, viver com um decréscimo constante do financiamento. Por outro lado o número de pessoas a virem para este campo está a diminuir. É difícil prever. Volto, definitivamente à questão anterior, tem

que se fazer aquilo em que se está interessado, não se podem preocupar com esta questão. Lembro-me que só no dia a seguir a ter terminado o meu Doutoramento me apercebi de repente que tinha que arranjar um emprego, nunca tinha pensado nisso antes. Podem-me dizer que sou *naif* mas tenho orgulho nisto. E arranjei um emprego.

Não me perguntam em que foi o meu Doutoramento não perceberiam uma palavra...

Embora no primeiro dia que entrei no gabinete do meu orientador (era um estudante do 2º ano de graduação, ele viria a ser o meu orientador de Doutoramento) me tenha dado o 1º artigo, era de J. Wight que inventou o modelo dos Quarks. Apesar do meu Doutoramento não ser neste assunto continuei a estuda-lo. Levou-me 2 anos para o compreender, escrevi artigos sobre modelos de Quarks. Também é necessário ter sorte.

Dez anos em solitária

Catarina Quintans



I am the clerk, the technician, the mechanic, the driver. They said, Do this, do that, don't look left or right, don't read the text. Don't look at the whole machine. You are only responsible for this one bolt. For this one rubber-stamp.
This is your only concern. Don't bother with what is above you.
Don't try to think for us. Go on, drive. Keep going. On, on.
So they thought, the big ones, the smart ones, the futurologists.
There is nothing to fear. Not to worry. Everything's ticking just fine.
Our little clerk is a diligent worker. He's a simple mechanic.
He's a little man.
Little men's ears don't hear, their eyes don't see.
We have heads, they don't.
Answer them, said he to himself, said the little man, the man with a head of his own.
Who is in charge? Who knows where this train is going?
Where is their head? I too have a head.
Why do I see the whole engine. Why do I see the precipice -
is there a driver on this train?
The clerk driver technician mechanic looked up.
He stepped back and saw - what a monster.
Can't believe it. Rubbed his eyes and - yes, it's there all right.
I'm all right. I do see the monster. I'm part of the system.

I signed this form. Only now I am reading the rest of it. This bolt is part of a bomb. This bolt is me.
How did I fail to see, and how do the others go on fitting bolts.
Who else knows? Who has seen? Who has heard? - the emperor really is naked.
I see him. Why me? It's not for me. It's too big.
Rise and cry out. Rise and tell the people. You can.
I, the bolt, the technician, mechanic? - Yes, you.
You are the secret agent of the people. You are the eyes of the nation.
Agent-spy, tell us what you've seen. Tell us what the insiders,
the clever ones, have hidden from us.
Without you, there is only the precipice. Only catastrophe.
I have no choice. I'm a little man, a citizen, one of the people,
but I'll do what I have to. I've heard the voice of my conscience
and there's nowhere to hide.
The world is small, small for Big Brother.
I'm on your mission. I'm doing my duty. Take it from me.
Come and see for yourselves. Lighten my burden. Stop the train.
Get off the train. the next stop - nuclear disaster. The next book,
the next machine. No. There is no such thing.

Mordechai Vanunu
(poema escrito na prisão)

Número 10
P u l s a r

O homem que escreveu este poema tem 42 anos, dez dos quais passados numa cela de seis metros quadrados, completamente isolado do resto do mundo. Exemplo paradigmático dos dilemas éticos que as modernas aplicações da Ciência por vezes colocam a pessoas como nós, a cientistas, a técnicos, a especialistas em novas tecnologias, este caso é, mais do que isso, a história de um homem que vê diariamente os seus direitos humanos mais elementares serem violados. Esta é a história de um homem condenado a 18 anos de prisão por ter revelado ao mundo e aos seus concidadãos uma realidade incómoda: o segredo, muito bem guardado até então, da existência de um programa de armamento nuclear em Israel.

Mordechai Vanunu trabalhou como técnico nuclear no Centro de pesquisa de Dimona, em Israel, de 1977 a 1985. O seu contrato impunha-lhe segredo sobre todas as actividades em curso em Dimona. Contudo, ao assiná-lo Mordechai desconhecia que iria estar a colaborar num programa nacional de armamento nuclear.

À medida que tomava consciência da real dimensão do que se passava à sua volta, tornou-se impossível para Mordechai conciliar as convicções pacifistas e anti-nucleares com a colaboração no projecto. Antes de demitir-se, porém, fotografou todo o Complexo, decidido a revelar aquilo que sabia, como forma de lançar o debate acerca da opção nuclear em Israel. Fê-lo em 1986, numa extensa entrevista ao jornal britânico Sunday Times. Antes ainda que a história fosse publicada, Mordechai foi atraído a Roma por agentes da Mossad, os serviços secretos israelitas, e aí foi drogado, algemado e levado para Israel a 30 de Setembro de 1986.

O julgamento de Mordechai Vanunu ocorreu no mais completo segredo e talvez nunca se tivesse sabido da sua ocorrência, não fora uma fotografia que correu mundo, da palma da mão de Mordechai contra o vidro de uma carrinha da Polícia onde se podia ler que fora raptado de Itália. O julgamento foi feito à porta fechada, sem a presença de quaisquer observadores, e sempre com dois agentes ao lado de Mordechai, prontos a impedir-lhe de revelar o que

De acordo com as informações facultadas por Mordechai Vanunu, em 1985 produziam-se em Dimona 1.2 Kg de plutónio puro por semana, o suficiente para o fabrico de 4 a 12 bombas atómicas por ano. Israel é único país do Médio Oriente que se sabe com toda a certeza possuir armamento nuclear. É além disso o único grande país da região que ainda não assinou o Tratado de Não-Proliferação de Armas Nucleares, justificando-o com o argumento da sua posição estratégica ser muito delicada e da instabilidade na região. Embora haja registos do Satélite Vela que comprovam terem havido testes de uma ogiva nuclear de baixa potência realizados conjuntamente pela África do Sul e por Israel já em 1979, a posição oficial de Israel continua a ser a de que não possui capacidade nuclear.

Calcula-se que Israel seja a sexta potência mundial com o maior arsenal nuclear, estimado em centenas de bombas atómicas. Sabe-se com toda a certeza que possui a tecnologia da mais avançada bomba de hidrogénio termo-nuclear, e também a da bomba de neutrões.

A matéria prima para a produção de uma bomba nuclear é o urâno enriquecido (U-235) ou o plutónio. O urâno enriquecido é obtido a partir do urâno natural por um processo de purificação. Actualmente são necessárias 1000 ultra-centrifugadoras em funcionamento durante um ano para produzirem U-235 suficiente para uma bomba. O U-235 é ligeiramente mais leve que o U-238, daí que por centrifugação de urâno natural seja possível separar os dois isótopos. O plutónio também pode ser usado no fabrico de bombas, sendo nesse caso necessária menor quantidade de material radioactivo por bomba. Ele é obtido como sub-produto do funcionamento de um reactor nuclear, tendo também de haver um processo de purificação para separá-lo do restante lixo radioativo.

quer que fosse. A própria decisão do tribunal foi censurada antes da sua publicação e as actas permanecem sob segredo de Estado. Tudo o que se sabe é que foi condenado a 18 anos de prisão por crime de traição e espionagem agravada. Mas, como fizeram notar os próprios jornalistas do Sunday Times, Mordechai não vendeu os segredos israelitas - apenas os contou...!

Mordechai Vanunu está detido desde há 10 anos em regime de solitária, numa cela de 2 x 3 metros.

Não tem qualquer contacto físico, verbal ou visual com os restantes presos. Não pode falar com os guardas. As suas cartas são censuradas. Mesmo as únicas visitas que é autorizado a receber, dos seus familiares mais directos, com a duração de uma hora, uma ou duas vezes por mês, ocorrem sempre na presença dos guardas e há permanentemente uma grade entre ele e as suas visitas. As autoridades israelitas justificam o isolamento imposto a Mordechai com o argumento de evitar a eventual revelação de mais segredos militares. Contudo, quaisquer informações que Mordechai ainda pudesse revelar estão desactualizadas de mais de 10 anos!

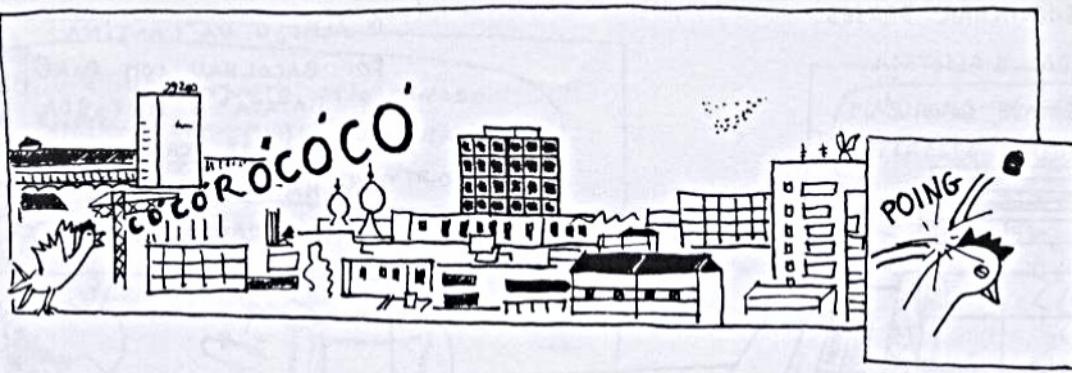
O único motivo pelo qual Mordechai Vanunu continua preso parece ser o de evitar que ele revele as circunstâncias em que foi levado a deixar a Inglaterra e raptado de Itália.

De acordo com diversos relatórios médicos, a saúde mental de Mordechai apresenta já sérios danos. A Amnistia Internacional considera que o isolamento a que ele foi sujeito nos últimos 10 anos constituem tratamento cruel, desumano e degradante, apelando por isso à sua libertação imediata e incondicional.

O crime pelo qual Mordechai Vanunu foi condenado foi um acto de consciência, não-violento em si e sem consequências violentas. As medidas punitivas aplicadas contra ele são contrárias aos padrões de direitos humanos reconhecidos internacionalmente. Os métodos usados para levá-lo a julgamento violam o Direito Internacional.

Mordechai Vanunu deve ser libertado. Um Estado não pode actuar de forma vingativa e cruel.

NOTA: Está a circular no Técnico um abaixo-assinado, em nome da Comunidade científica portuguesa e dirigido ao Primeiro-Ministro israelita, apelando para a libertação de Mordechai Vanunu por motivos humanitários.



LEVANTEI-ME CEDO ESTA MANHÃ!
ERA URGENTE ENCONTRAR UM ARTIGO.
MÁ SORTE. PERTENCIÀ A UMA DAQUELAS
REVISTAS DESAPARECIDAS.

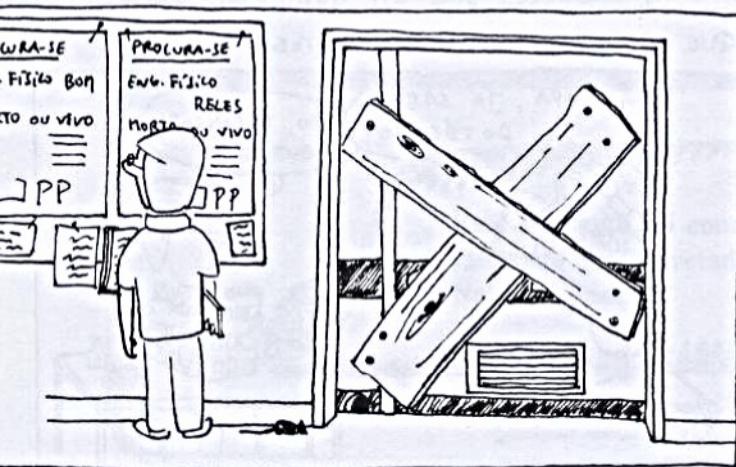


ÍA TENTAR NA INTERNET MAS,
OS MEUS COLEGAS JÁ ESTAVAM
A TRABALHAR NOS RELATÓRIOS
DE FÍSICA EXPERIMENTAL

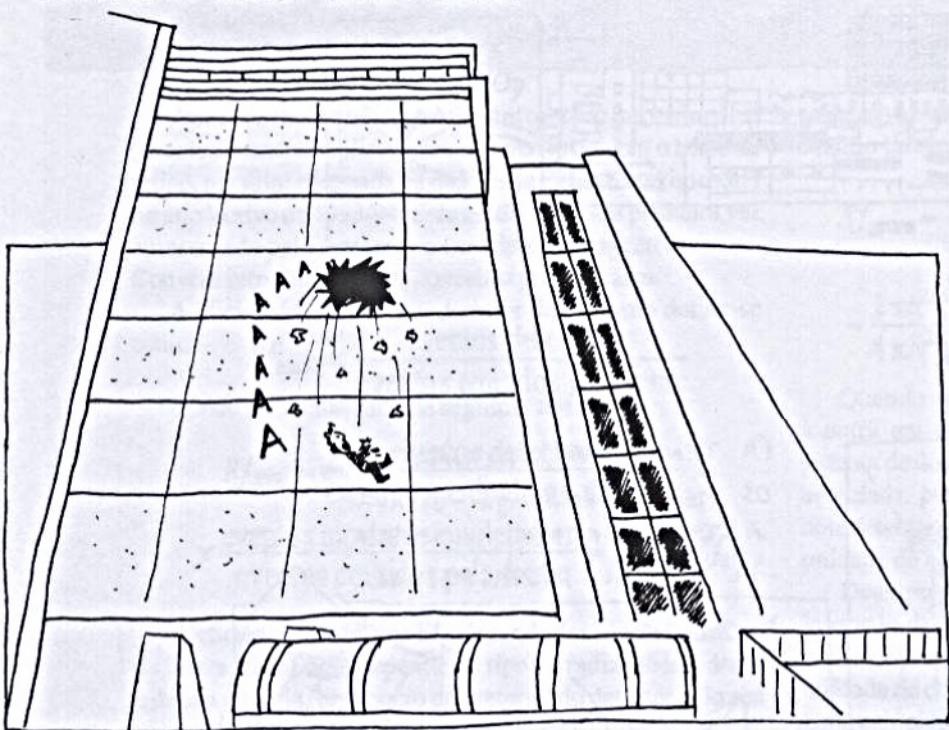


AO ENTREGAR UM LIVRO O
SENROR COBRE CONTOU O FIM -
- DE - SEMANA COMO DIAS ÚTEIS...

A SALA DE ALUNOS, COMO SEMPRE ...
. HERMÉTICA



APANHEI UM TIPO A SUBLINHAR FRASES
INTEIRAS DUM LIVRO DA BIBLIOTECA.
FELIZMENTE AINDA ESTAVA CALMO!

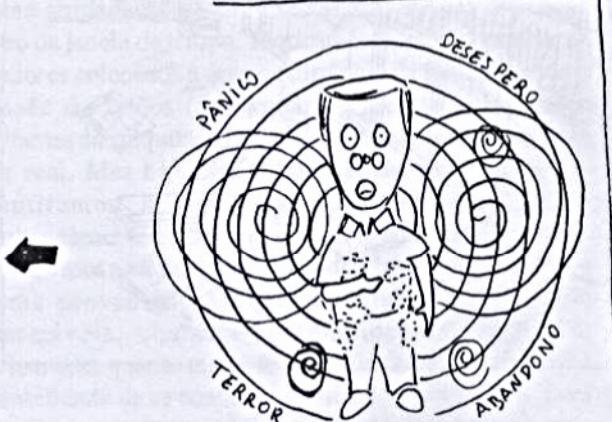


O ALMOÇO NA CANTINA
FOI BACALHAU COM PURÉ
DE BATATA E MOSTARDA,
E SOPA DE CASCA DE
ERVILHA. UAUUUU
O MEU FAVORITO !!



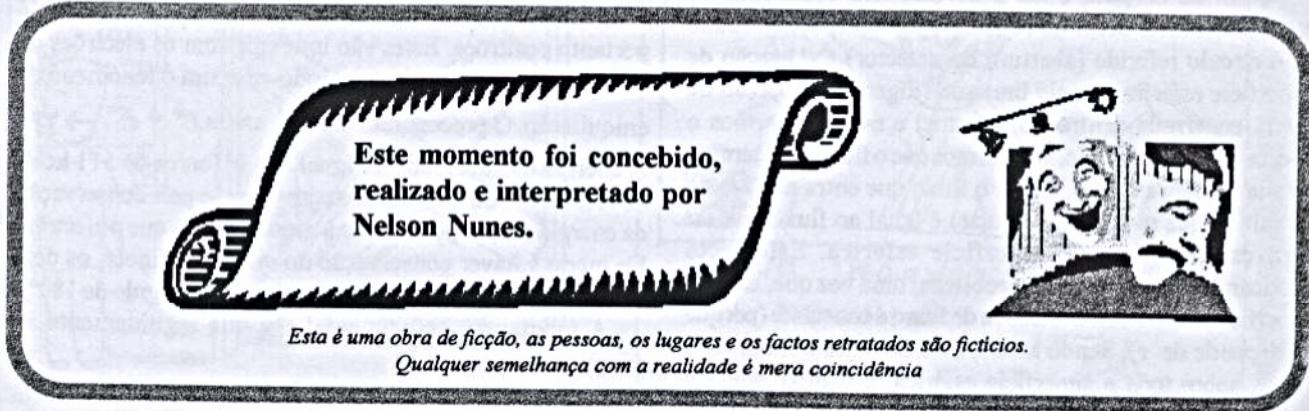
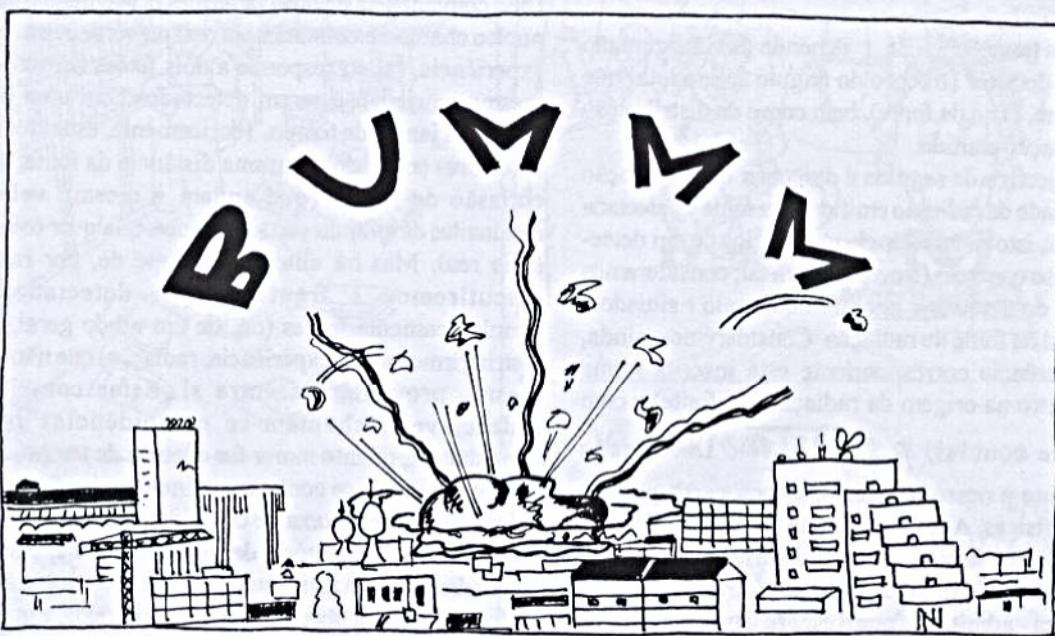
MAS GRAVE, FOI TER PERDIDO
A MINHA LAPISEIRA
AMARELA ...

FOI A GOTÁ DE ÁGUA. QUE PORCARIA
DE DIA. APETECIA-ME BATER EM ALGUÉM!



ERA UN DAQUELES DIAS EM QUE GOSTARÍAMOS
QUE ALGUÉM NOS VIESSE DIZER ...





Esta é uma obra de ficção, as pessoas, os lugares e os factos retratados são fictícios.
Qualquer semelhança com a realidade é mera coincidência

Estudo das consequências da radiação gama associada à aniquilação electrão-positrão

Filipe Moura (aluno do 5º ano da LEFT)

Apresento aqui um modelo teórico simples (eventualmente simplista) para a experiência com o título do artigo, por mim efectuada na cadeira de Física Experimental I no ano lectivo de 1993/94. Este modelo foi pela primeira vez apresentado pelo meu grupo no relatório respectivo.

Convém introduzir alguns conceitos preliminares.

A eficiência total de um detector de radiação define-se como $Ef_{total} = \frac{\text{eventos detectados}}{\text{eventos emitidos pela fonte}}$ e pode ser factorizada da seguinte forma:

$$Ef_{total} = \frac{\text{eventos detectados}}{\text{eventos incidindo no detector}} \times \frac{\text{eventos incidindo no detector}}{\text{eventos emitidos pela fonte}} = Ef_{int} \times Ef_{geom}$$

A eficiência intrínseca Ef_{int} depende das secções eficazes de interacção. Logo, depende do tipo de radiação incidente e da sua energia, bem como do material do detector e do seu volume.

A eficiência geométrica Ef_{geom} depende da configuração geométrica do detector (fracção do ângulo sólido total que o detector define, visto da fonte), bem como da distribuição angular da radiação emitida.

O nosso objectivo de seguida é descobrir qual a relação entre a intensidade da radiação emitida pela fonte e detectada por um detector, isto é, a eficiência geométrica de um detector, para um caso concreto (o nosso). Para tal, considerarmos que a abertura do detector é um círculo de raio r situado a uma distância d da fonte de radiação. Consideremos, ainda, que a circunferência correspondente está inscrita numa esfera com centro na origem da radiação (na fonte) e com raio, como se conclui, $R = \sqrt{r^2 + d^2}$. Localizado geometricamente o nosso problema, vamos partir para as considerações físicas. A única fonte de fluxo da radiação é a origem da fonte. Assim, se considerarmos um campo vectorial densidade de fluxo de radiação (obviamente com simetria esférica - admitimos que o espaço é tridimensional, homogéneo e isotrópico!), o que se verifica é que este campo tem divergência nula em todos os pontos do espaço com excepção da origem, onde a divergência é infinita. Se considerarmos o domínio regular que é o espaço limitado pelo círculo referido (abertura do detector) e a porção de superfície esférica por ele limitada (digamos, a porção de esfera encerrada dentro do detector) e nele aplicarmos o Teorema da Divergência, verificamos que o fluxo total através da sua fronteira é zero, isto é, o fluxo que entra através do círculo (e que queremos calcular) é igual ao fluxo que sai através da porção de superfície esférica. Este facto praticamente resolve-nos o problema, uma vez que, sobre a superfície da esfera, a densidade de fluxo é constante (porque só depende de r). Sendo assim, a razão entre o fluxo total N_{total} , sobre toda a superfície esférica, e o fluxo sobre a porção de superfície considerada $N_{detector}$, é igual à razão das

respectivas áreas, que podem ser calculadas. O cálculo, usando integrais de superfície, é elementar, obtendo-se

$$Ef_{geom} = \frac{N_{detector}}{N_{total}} = \frac{\frac{2\pi r^2}{4\pi R^2} \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}}\right)}{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}}\right)} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}}\right)$$

Quando se deseja estudar radiações que se seguem uma à outra em cascata ou simultâneas, costuma usar-se um sistema de dois detectores, cada qual seguido pela electrónica associada, para se verificar se as radiações incidentes nos dois detectores estão em coincidência de tempo, usa-se uma unidade de coincidências.

Duas radiações estão em coincidência de tempo se o intervalo de tempo entre a detecção de uma e de outra for muito pequeno (abaixo de um intervalo mínimo regulável na unidade de coincidências, que as conta - a janela de tempo). Uma coincidência de duas radiações provenientes do mesmo núcleo chama-se coincidência real ou verdadeira. Na nossa experiência, tal corresponde a dois fotões provenientes da mesma aniquilação serem detectados com uma diferença dentro da janela de tempo. Teoricamente, estando ambos os detectores colocados à mesma distância da fonte, e sendo a emissão de fotões (que andam à mesma velocidade) resultantes da aniquilação simultânea, qualquer coincidência seria real. Mas há ainda a hipótese de, por razões que discutiremos à frente, serem detectados quase simultaneamente fotões (ou, de um modo geral, sem nos restringirmos a esta experiência, radiação) que não tenham a mesma proveniência entre si. Estas coincidências, indesejáveis, chamam-se coincidências fortuitas. Obviamente, quanto maior for a janela de tempo, maior é a probabilidade de se contarem coincidências fortuitas. Para além disso, como a taxa de coincidências fortuitas depende da sobreposição aleatória de duas contagens, ela aumenta ao quadrado com a actividade da fonte. Duplicar a actividade da fonte duplica a taxa de coincidências reais, e quadruplica a de coincidências fortuitas.

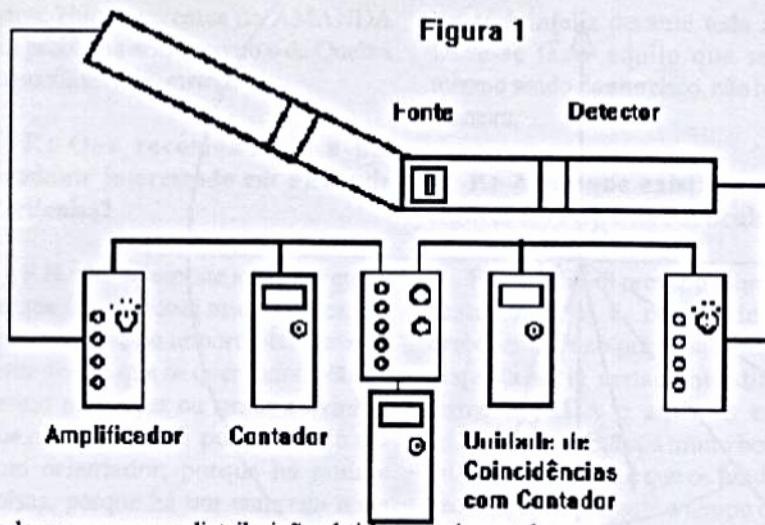
Nesta experiência, utilizou-se uma fonte radioactiva de

^{22}Na . Este nuclídeo sofre um decaimento β^+ , emitindo portanto positrões. Estes vão interagir com os electrões do material que rodeia a fonte, dando-se assim o fenómeno da aniquilação. O processo em causa é, assim, $e^+ + e^- \rightarrow \gamma\gamma$. A energia dos dois fotões é igual a $m_e c^2$ (cerca de 511 keV) no referencial do CM. Tal facto justifica-se pela conservação da energia e por o positrão ter a mesma massa que o electrão. De modo a haver conservação do momento linear, os dois fotões partem em sentidos opostos (com um ângulo de 180º).

A montagem experimental é a que seguidamente se apresenta (ver figura 1).

Pretendemos estudar as coincidências entre os dois fotões (radiação γ) resultantes. As coincidências são contadas em função do ângulo entre os dois detectores, de

Figura 1



modo a comparar a distribuição obtida experimentalmente com a obtida teoricamente. Assumimos desde o princípio que os detectores são iguais e, logo, com a mesma eficiência.

Para obtermos uma expressão teórica para a taxa de coincidências reais, temos de atender aos factos de a fonte radiar isotropicamente e de ser a única fonte de fluxo existente. Assim, é uma simples aplicação do Teorema da Divergência descobrir que o fluxo de radiação sobre a abertura do detector é igual ao fluxo sobre a calote esférica por ela limitada, estando a calote inserida na esfera cujo raio é

$R = \sqrt{r^2 + d^2}$ (o centro da esfera coincide com a fonte). Este raciocínio é semelhante, aliás, ao usado para descobrir a eficiência geométrica de um detector. Sendo assim, e atendendo à isotropia da fonte (e ao facto de os fotões serem emitidos com um ângulo de 180°), conclui-se que, quando se roda um dos detectores de um ângulo α , o número de fotões nele detectados e cujo fotão "recíproco", emitido ao mesmo tempo, no mesmo processo, foi detectado no outro detector, é proporcional à área da intersecção das duas calotes esféricas: a cuja fronteira em relação à esfera é dada pela circunferência que limita a superfície do detector (intersecção desta com a esfera) e a "original", antes de o detector ser rodado de um ângulo α . A taxa de coincidências fortuitas, sendo também função do fluxo de radiação incidente no detector, é proporcional ao quociente entre a área da intersecção das calotes, já referida, e a área de uma calote. A constante de proporcionalidade depende, nomeadamente, da eficiência dos detectores e da unidade de contagens, bem como da actividade da fonte, pelo que não a podemos quantificar facilmente. O mesmo se pode dizer da área da intersecção das calotes, embora tal (teoricamente) esteja mais ao nosso alcance.

Para tal, utiliza-se coordenadas cartesianas (considera-se a rotação em torno do eixo xx') e faz-se

$x = X(y, z) = \sqrt{R^2 - y^2 - z^2}$. Conforme se pode ver na figura 2, se fizermos a porção de esfera considerada simétrica em relação ao plano $y=0$, podemos dividi-la em duas partes simétricas. Pode-se fazer o mesmo em relação a $x=0$, obtendo-se assim quatro partes simétricas. Podemos calcular a área de $1/4$ da superfície e, por simetria (multiplicando por 4), obter a área total. É isso mesmo que se faz a seguir, considerando-se $y < 0$ e $x > 0$.

Conforme se pode concluir da figura 2, se α for o ângulo de rotação dos detectores e $\beta = \arctan \frac{d}{R}$ for o ângulo de abertura da calote (usual das coordenadas esféricas), tem-

se

$$y_0 = -R \sin\left(\beta - \frac{\alpha}{2}\right) \leq y \leq 0. \text{ Por outro lado, para cada valor de } y \text{ fixo, tem-se (ver figura 2)}$$

$$-\sqrt{R^2 - y^2} \leq z \leq \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right)y - d \sec\left(\frac{\alpha}{2}\right)$$

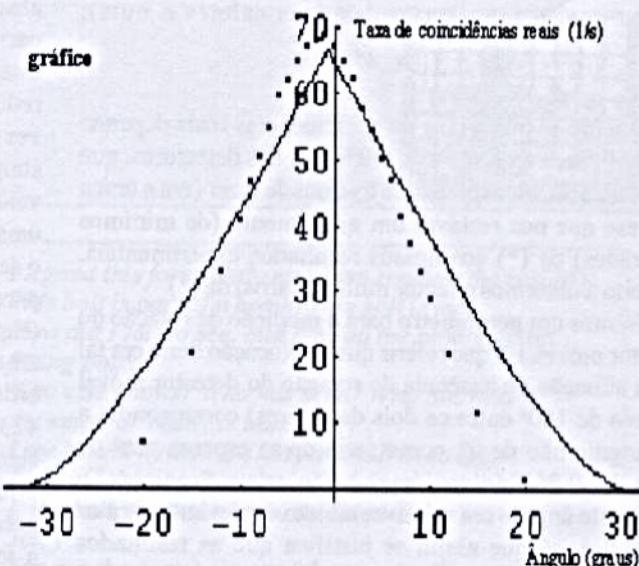
Assim, a área total da intersecção das calotes esféricas é dada pelo aparentemente simples integral duplo

$$A = 4 \iint_S \sqrt{1 + \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)^2} dz dy,$$

ou, substituindo,

$$A(\alpha) = 4 \int_{-R \sin(\beta - \frac{\alpha}{2})}^0 \int_{-\sqrt{R^2 - y^2}}^{\tan(\frac{\alpha}{2})y - d \sec(\frac{\alpha}{2})} \frac{R}{\sqrt{R^2 - y^2 - z^2}} dz dy$$

A taxa de coincidências reais é proporcional ao quociente entre esta área e a de uma calote esférica; esta é dada também por um integral de superfície (elementar). O que interessa, como esta última área é constante, é que se verifica (já com o primeiro integral calculado)

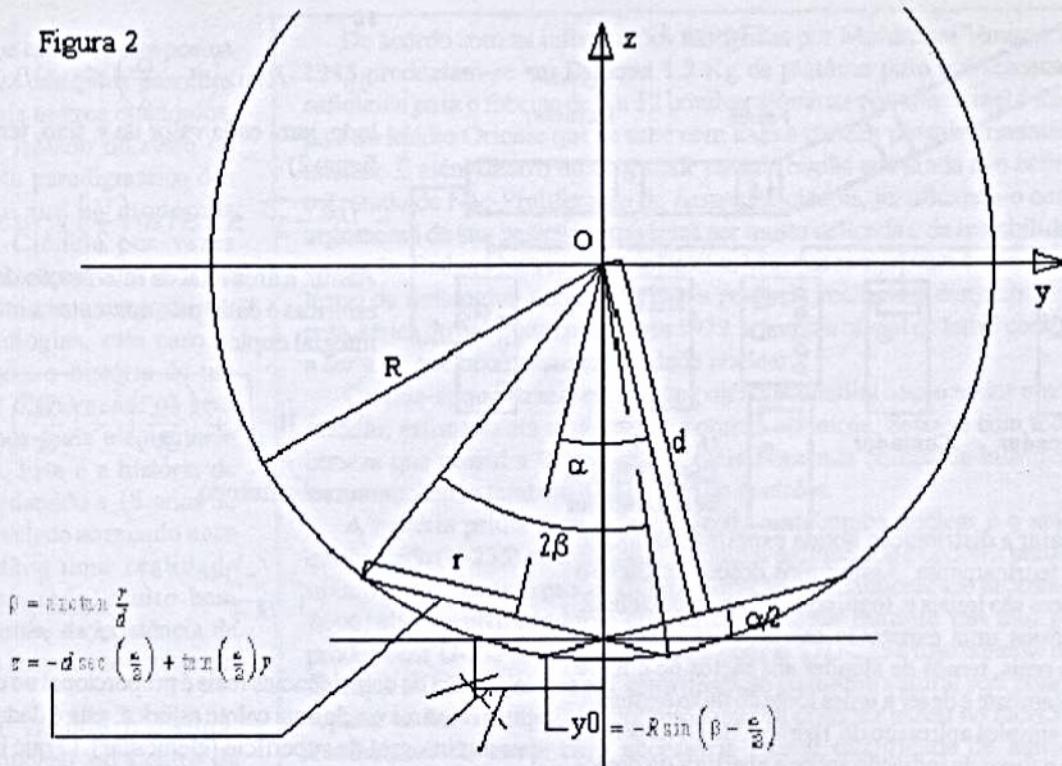


$$N_{\text{reais}} \propto \int_{-R \sin(\beta - \frac{\alpha}{2})}^0 \left[\frac{\pi}{2} + \arcsin\left(\frac{\tan(\frac{\alpha}{2})y - d \sec(\frac{\alpha}{2})}{\sqrt{R^2 - y^2}}\right) \right] dy \quad (*)$$

Tentámos obter a expressão analítica desta função de α , utilizando para isso software adequado e computadores com larga memória; no entanto, o nosso esforço foi de balde. (Julgo que nem o Landau diria que esta é uma integração elementar!) Portanto, só nos foi possível calcular o integral numericamente, para os valores de r e d por nós usados no laboratório.

Note-se que, observando a figura 3, obtém-se com toda

Figura 2



a naturalidade o ângulo α crítico, isto é, o ângulo para o qual não se registam mais coincidências reais (o ângulo para o qual a intersecção das duas calotes é nula):

$$\alpha_{crit} = 2 \arctan \frac{r}{d} = 2\beta \quad (**)$$

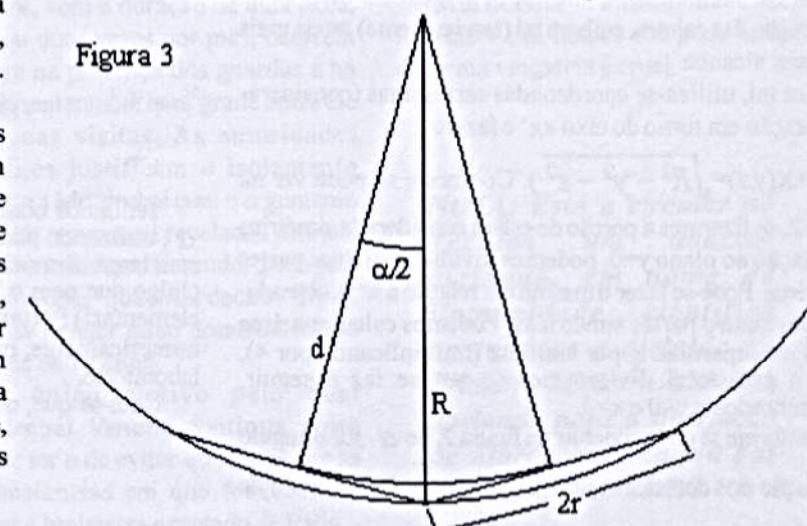
Saliente-se que a taxa de coincidências reais depende da intensidade da fonte e da eficiência dos detectores, que nós desconhecíamos, pelo que tivemos de fazer (era a única hipótese que nos restava) um ajustamento (de mínimos quadrados) de (*) aos nossos resultados experimentais, de modo a obtermos o factor multiplicativo de (*).

Usámos um goniômetro para a medição da rotação do detector móvel. Há que referir que a colocação deste era tal que a situação de ausência de rotação do detector móvel (ângulo de 180° entre os dois detectores) correspondia a um ângulo não de 0°, como seria de se esperar, mas de cerca de -0,868° (o goniômetro não estava "centrado"). Como este ângulo era relativo, tal não é relevante para os resultados, só que assim se justifica que os resultados experimentais (e teóricos - tivemos isso em conta no ajustamento) venham centrados em -0,868° e não em 0°. No gráfico apresenta-se os resultados, com os pontos experimentais e a curva de ajustamento marcada a cheio. Calculámos o coeficiente de correlação, tendo obtido o valor 0,691, que não é famoso. O ajustamento está longe de ser perfeito.

Comentando agora a experiência e os resultados, começa-se por referir que um resultado estranho da experiência é o facto de a taxa de coincidências medida ser bastante inferior às taxas de contagem de ambos os detectores (que também foram medidas), contrariamente ao esperado; mas tal pode ser explicado pelo facto de os fotões ao serem produzidos na fonte radioactiva poderem ainda interagir com a matéria dessa mesma fonte, provocando (por exemplo) efeitos

fotoeléctricos ou efeitos de Compton, que mesmo não absorvendo o fotão podem provocar um atraso, ou, absorvendo o fotão, façam com que se libertem outras partículas no seu lugar. Convém salientar, no entanto, que estes efeitos não devem ser muito importantes, apesar da reduzida janela temporal da unidade de coincidências, uma vez que os fotões se movem à velocidade da luz. Um cálculo simples permite-nos concluir isso: os fotões movem-se com velocidade $3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ (na matéria não, mas trata-se só de uma aproximação) e percorrem uma distância (entre a fonte e o detector) da ordem de 10 cm, pelo que um largo majorante para o tempo de atraso de um fotão em relação ao outro (supondo que um fotão chega ao detector enquanto o outro ainda não "partiu" da fonte, por lá ter sido atrasado) é da ordem de 0,3 ns. Sendo a janela temporal, no nosso caso, de 423 ns, por aqui se vê que esta hipótese é desprovida de significado. Bem mais importante, para isto, deve ser a eficiência dos detectores: embora as suas eficiências geométrica e intrínseca devam ser as mesmas (supondo que a fonte é isotrópica e atendendo a que os detectores são iguais), tal não garante que, se um fotão for detectado, também o seja o seu recíproco. Por isso a taxa de coincidências é inferior à taxa de contagens dos contadores,

Figura 3



embora continue a ser lógico que diminua com o ângulo de rotação. Isto apesar da reconhecida eficiência do detector por nós usado, de NaI(Tl).

Existe uma grande discrepância entre os resultados experimentais e os resultados teóricos, patenteada pelos coeficientes de correlação da curva de ajustamento. Tal pode ficar-se a dever a erros do cálculo numérico, uma vez que os integrais foram calculados numericamente. No entanto, esse erro será em princípio mínimo. Saliente-se que o ângulo

teórico α_{crit} (de desvio) previsto por (**) é totalmente confirmado pelos cálculos ($31,5^\circ$), pelo que, de facto, não existe grande erro nestes. No entanto, pela distribuição dos pontos experimentais, não é difícil prever que o ângulo crítico experimental deveria ser bastante inferior (apesar de não ter sido medido no laboratório - e teria sido interessante medilo), uma vez que o decaimento da taxa experimental com o ângulo de rotação é muito mais rápido do que o decaimento da taxa teórica. Um motivo para isso poderia ser a eficiência do detector: a teoria é absolutamente geométrica e *a priori* não admite que o detector possa ter uma eficiência inferior à unidade. Aparentemente tal não é relevante, pois a fonte é isotrópica e a eficiência dos detectores é a mesma, independentemente da sua posição. No entanto, os ângulos com menos coincidências (isto é, os maiores, em módulo) seriam mais afectados por isso: tal poderia ser a causa da referida anulação precoce da distribuição experimental. Talvez esta teoria só se aplique, assim, a pequenos ângulos (em módulo): se calhar, desprezando os ângulos maiores no ajustamento, a correlação seria melhor.

Convém aqui fazer um reparo: não nos podemos cingir estritamente (e cegamente) à distribuição teórica, uma vez que esta resulta de um ajustamento. A teoria só estaria completa se nos fornecesse o valor real da taxa de contagens para cada ângulo; no entanto, só nos fornece a sua variação relativa (o valor real é muito difícil, senão impossível, de calcular, pois depende de muitas variáveis, como a eficiência do detector, a intensidade da radiação...). Não podemos, assim, afirmar com segurança, por exemplo, que o valor

máximo teórico das contagens é inferior ao experimental. O que podemos afirmar, isso sim, com uma certa segurança é que se os pontos experimentais seguirem uma lei da forma de (*), então tal é possível, tal como existe um decaimento dos pontos experimentais superior ao teórico.

Nessa hipótese (decaimento experimental com o ângulo de rotação superior ao teórico) temos razões para pôr em causa a perfeita isotropia da fonte. Com efeito, cada átomo da fonte, contendo electrões, é um potencial gerador de colisões e^-/e^+ (onde houver electrões pode haver colisões); os fotões resultantes de cada átomo (de cada colisão) podem ser emitidos em qualquer direcção. Pode-se, assim, considerar que cada ponto da fonte é uma fonte pontual de radiação (deixando agora de considerar a fonte como pontual, algo que estava implícito desde o princípio do trabalho). Ora a fonte em si (uma "pastilha") não tem simetria esférica, pelo que o conjunto não emite radiação isotropicamente. Estando a "pastilha" colocada de forma a as suas faces estarem voltadas para os detectores, é fácil concluir que os ângulos próximos de 0° são privilegiados em relação aos ângulos de módulo superior (e inferior a 90°). Talvez haja, assim, devido a isto, um decaimento na intensidade da radiação emitida com o aumento do módulo do ângulo de rotação. Então, por isso, o decaimento nas coincidências seria superior ao esperado. Embora a fonte, em primeira aproximação, possa ser considerada pontual, o que retira alguma relevância ao que temos vindo a dizer, cremos que isto possa ter alguma importância e justificar alguma coisa. É evidente, olhando para o gráfico e para o coeficiente de correlação, que se passou qualquer coisa na experiência que não foi por nós prevista na teoria; com esta hipótese, apenas tentámos encontrar uma justificação.

Em jeito de conclusão, gostaria de pedir comentários a este modelo: a especialistas no assunto, aos meus colegas que agora frequentam (ou já frequentaram) Física Experimental I ou a simples interessados.

Reflectam no modelo!
Onde é que poderemos ter falhado?

NFIST – Núcleo de Física do IST

O NFIST venceu recentemente mais uma batalha na apertada luta pela existência, ao ver publicada em Diário da República (30 de Junho de 1997). O país inteiro passou assim a ter conhecimento de uma associação que ainda dará muito que falar...

Se por mero acaso não estás incluído no "país inteiro", podes certificar-te desta vitória através da cópia do referido diário, à disposição na Sala de Alunos.

Esperam-se para breve novos avanços... Quando partirmos à conquista da Repartição de Finanças mais próxima!

A Direcção do NFIST

O TAMANHO DA CONSTANTE DE BOLTZMANN

André David Tinoco Mendes

MOTU

A constante de Boltzmann aparece a meio do estudo da mecânica estatística que leva o nome do mesmo físico. Neste trabalho mostro como o mundo seria se a constante de Boltzmann fosse muito maior do que aquilo que observamos ser. Foco em especial como poderíamos levitar, e como vácuos de volume considerável poderiam surgir de modo espontâneo no ambiente.

Fá-lo-ei considerando $k=1.38 \times 10^{-2} \text{ J K}^{-1}$, em vez do valor comumente aceite de $k=1.380662 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$.

INTRODUÇÃO

Como se viu em termodinâmica dos processos reversíveis, a entropia é definida como uma função de estado, cujas diferenças finitas são dadas por:

$$\Delta S = \int \frac{dQ}{T} \quad (1),$$

em que dQ é o calor trocado pelo sistema em questão. Normalmente esta noção de entropia como "calor sobre temperatura" é insatisfatória e, na minha opinião, não revela quase nada do que fisicamente acontece ao sistema.

Como houve, no passado, uma necessidade de rever esta questão, foram criadas as bases teóricas que permitem uma interpretação microscópica da entropia. É de referir que o trabalho de Boltzmann foi largamente imcompreendido na sua época, e por tal, a sua equação e sua interpretação ficaram "guardadas na gaveta" por alguns anos.

A equação que ainda se lê na campa de Boltzmann e cuja incompreensão por parte da comunidade científica da altura o levou ao suicídio é:

$$S = k \ln \Omega \quad (2),$$

onde S representa a entropia, k a constante que leva o nome de Boltzmann e Ω a probabilidade termodinâmica. Entende-se por probabilidade termodinâmica de um estado macroscópico como o número de estados microscópicos compatíveis com esse mesmo estado macroscópico. O estado macroscópico caracteriza o comportamento "global", do sistema como um "todo". O estado microscópico descreve o comportamento dinâmico de cada partícula do sistema.

A equação (2) juntamente com a afirmação de que

$$p \propto \Omega \quad (3),$$

ou seja, de que a probabilidade estatística - probabilidade de encontrar um sistema num dado estado - é proporcional à probabilidade termodinâmica, constituem as "armas" suficientes para "atacar" a termodinâmica sob um novo e refrescante ponto de vista.

Estas duas equações encerram a visão probabilística do segundo princípio da Termodinâmica:

$$p \propto e^{\frac{S}{k}} \quad (4).$$

A primeira ilação que podemos tirar - por simples observação de (4) - é a de que o estado mais provável

corresponde ao de máxima entropia.

Para prosseguirmos no nosso estudo, vejamos um exemplo de como estas equações em conjunto com um k de valor diferente, alteram radicalmente a "natureza" do mundo.

Considerem-se dois corpos colocados em contacto térmico, cada um com capacidade calorífica C igual. Se inicialmente os dois corpos se encontrarem a temperaturas diferentes, haverá um "mais quente", à temperatura $T + \Delta T$ e outro "mais frio", à temperatura $T - \Delta T$. Neste caso e pela lei zero da Termodinâmica T representa a temperatura a que se estabelecerá o equilíbrio térmico entre os dois corpos. Para podermos calcular a variação de entropia neste processo¹ e considerando o sistema isolado do exterior, consideraremos um processo reversível em que $dQ = C dT$ e em que ΔT é "perdido" pelo objecto "mais quente" e "ganho" pelo objecto "mais frio". A variação total de entropia no sistema, é, por aditividade da mesma, a soma das variações no corpo "mais quente" e no "mais frio":

$$\Delta S = \Delta S_q + \Delta S_f \quad (5)$$

E por (1) ΔS_q é dado por:

$$\Delta S_q = \int_{T+\Delta T}^T \frac{CdT}{T} \quad (6a)$$

e, analogamente, ΔS_f será:

$$\Delta S_f = \int_{T-\Delta T}^T \frac{CdT}{T} \quad (6b)$$

Ora considerando C independente da temperatura - o que constitui uma aproximação razoável para variações não muito grandes de temperatura - podemos integrar facilmente e adicionando temos:

$$\Delta S = C \ln \left(\frac{T}{T + \Delta T} \right) + C \ln \left(\frac{T}{T - \Delta T} \right) \quad (7),$$

onde simplificando se tem:

$$\Delta S = C \ln \left(\frac{T^2}{T^2 - \Delta T^2} \right) \quad (8)$$

E aqui acaba, normalmente, a interpretação termodinâmica. Calcula-se ΔS e por aqui se queda o exercício. Deste modo o valor que se obtém não é mais do que um mero valor aos olhos do estudante. É aqui que a associação entre mecânica e estatística se torna bela. Ao "interferirem" nos domínios da Termodinâmica.

Coloque-se uma questão interessante, que vai fornecer mais informações quanto ao significado da entropia (ou sua variação). Qual a probabilidade de um objecto aquecer - ou arrefecer - espontaneamente?

Seja $p(\Delta T)$ a probabilidade de uma flutuação de

temperatura ΔT acontecer num sistema em equilíbrio. A partir de (2) e (3) a probabilidade da flutuação ocorrer espontaneamente, relaciona-se com a entropia por:

$$\frac{p(\Delta T)}{p(0)} = e^{-\Delta S/k} \quad (9),$$

em que $p(0)$ é a probabilidade do estado mais provável, ou seja - como é sabido pela lei zero - para $\Delta T=0$. Não podemos esquecer também que uma flutuação na temperatura implicaria uma distribuição de energia diferente entre os sistemas em causa. Substituindo em (9) a expressão encontrada para ΔS em (8), teremos:

$$\frac{p(\Delta T)}{p(0)} = \exp \left[-\frac{C}{k} \ln \left(\frac{T^2}{T^2 - \Delta T^2} \right) \right] \quad (10)$$

que facilmente se pode simplificar para:

$$\frac{p(\Delta T)}{p(0)} = \left[1 - \left(\frac{\Delta T}{T} \right)^2 \right]^{\frac{C}{k}} \quad (11)$$

Aqui podemos ver que a probabilidade estatística depende apenas de duas variáveis adimensionais, $\Delta T/T$ e C/k . A capacidade calorífica depende apenas do material em causa e da quantidade do mesmo. Se considerarmos o caso

de um gás monoatómico $C = \frac{3}{2}nR$ (a volume constante), mas já para um sólido clássico tem-se $C = 3nR$, onde n representa o número de moles do material presente e R é uma constante universal de valor 8.31441JK^{-1} (por mole de matéria). Desta forma podemos substituir em (11) para o caso de um objecto sólido, obtendo:

$$\frac{p(\Delta T)}{p(0)} = \left[1 - \left(\frac{\Delta T}{T} \right)^2 \right]^{\frac{3nR}{k}} \quad (12)$$

Façamos agora algumas contas. Consideremos, por exemplo, que o sólido possui $C=25\text{JK}^{-1}$. Note-se que $C>>k$.

Então, para uma variação relativa de temperatura $\Delta T/T=0.10$, teremos uma probabilidade relativa $p(\Delta T)/p(0)$ igual a 0.99 levantado a 1.8×10^{24} - para k como o conhecemos no mundo real -, ou seja, um número incrivelmente próximo de zero (façam as contas). Este valor pode ser interpretado como o factor de redução pelo qual o número de microestados acessíveis ao sistema diminui devido a uma flutuação de 10% na temperatura do mesmo:

$$\Omega(\Delta T) = 0.99^{1.8 \times 10^{24}} \Omega(0).$$

Em geral podemos concluir que apenas teremos uma probabilidade estatística razoável, se $\Delta T << T$ e/ou $C >> k$.

A equação que engloba as ideias de física estatística apresentadas nas equações (2) e (3) é

$$\frac{p(x)}{p(0)} = e^{-\frac{(S(0)-S(x))}{k}} \quad (13),$$

onde x é o valor de uma qualquer flutuação numa grandeza observável macroscópicamente de um sistema isolado e em equilíbrio, e onde $x=0$ é o valor mais provável.

Esta relação é poderosa e a razão $\Delta S/k$ é o factor

decisivo na probabilidade da flutuação em causa. Podemos assim dizer que k é a "constante da entropia", que regula a escala natural do decaimento exponencial da probabilidade da flutuação ocorrer, em função da variação de entropia associada com a flutuação. Vê-se facilmente que se $\Delta S=k$, então $p(x)=(1/e) p(0)$. Se $\Delta S << k$, então $p(x) \gg p(0)$. Se $\Delta S \gg k$, então $p(x) \ll p(0)$. Assim sendo flutuações mensuráveis são extremamente raras dados que para serem mensuráveis $\Delta S \gg k$. Por outro lado as flutuações altamente prováveis não são observáveis, dado que têm

ΔS consideravelmente pequenos, da ordem de k .

Vou agora aplicar as ideias básicas da física estatística, representadas na equação (13), a fenómenos em tudo estranhos e pouco usuais como a levitação e a criação de buracos no ar.

LEVITAÇÃO

Levitação pode ser definido como o fenómeno pelo qual um corpo se eleva espontaneamente no campo gravítico da Terra. Uma explicação científica para o insólito facto é que quem levita algo, transforma de alguma maneira um pouco de energia interna do ambiente (Terra e/ou ar) em energia mecânica necessária para a levitação. Deste modo o sistema Terra/ar é um vasto reservatório de energia distribuída aleatoriamente por entre os seus constituintes moleculares.

Consideremos um corpo de massa m a levitar à altura h a uma temperatura T e onde o campo gravitacional exerce uma atracção proporcional a g . Neste sistema as flutuações que esperamos ver serão na altura h , pois esta é a única propriedade macroscópica de interesse. Por exemplo, a cor do corpo não nos interessaria neste contexto. Evidentemente a situação mais provável é aquela para a qual $h=0$. No entanto, não existe nada para além do nosso senso comum que proiba que h seja diferente de zero. Para este sistema isolado e em equilíbrio, h pode assumir qualquer valor entre zero e infinito. É importante perceber que a probabilidade de levitar não é zero, se bem que seja extremamente pequena.

Seja $p(h)$ a probabilidade de ver o corpo em questão a levitar à altura h do solo. Por (13) temos que $p(h)$ é dado por:

$$\frac{p(h)}{p(0)} = e^{-\frac{(S(0)-S(h))}{k}} \quad (14)$$

A variação de entropia $S(0)-S(h)$ pode ser determinada utilizando a definição termodinâmica:

$$S(0) - S(h) = \int_h^0 \frac{dQ}{T} \quad (15)$$

No entanto para podermos calcular este integral temos de imaginar um processo reversível que nos conduza do estado inicial de altura h ao estado final de altura zero. Para isso podemos considerar que o corpo, o ar e a Terra formam um sistema isolado à temperatura T . Durante o processo que leva de h a zero, a energia interna aumenta à medida que a energia mecânica (do potencial gravítico) do centro de massa, mgh , se transforma, em última análise, em energia interna (térmica). Esta diferença na energia interna será a mesma se se adicionar ao sistema uma quantidade de calor $Q=mgh$ reversivelmente e a temperatura constante. Por isto mesmo a diferença de entropia será

$$S(0) - S(h) = \frac{mgh}{T} \quad (16)$$

Combinando (14) e (16) ter-se-á a probabilidade de um corpo levitar. Portanto a probabilidade de um corpo de massa m levitar à altura h num ambiente onde a aceleração da gravidade é g e à temperatura T , é determinada por:

$$\frac{p(h)}{p(0)} = e^{-mgh/kT} \quad (17)$$

Então a probabilidade de um indivíduo de 50kg levitar à altura de 1cm acima do solo na Terra e num ambiente a

300°K é: $p(10^{-2} \text{ m}) = e^{-1.2 \times 10^{21}} p(0)$. A levitação só é altamente provável quando $mgh >> kT$. Isto significa que uma pessoa pode facilmente levitar a alturas da ordem dos 10^{-23} metros, da ordem do comprimento de Planck! (veja-se a analogia entre o tamanho das constantes). Em geral, como as energias mecânicas são muito maiores que as energias térmicas ($mgh >> kT$), o único estado acessível é o mais provável ($h=0$).

No entanto se o corpo em questão for uma molécula, por exemplo, de oxigénio, então a equação (17) fornece-nos a conhecida lei das atmosferas² que descreve o decaimento exponencial da densidade do ar em função da altitude. Em particular, pode-se facilmente ver que a probabilidade de se encontrar uma molécula a "levitar" a 1 km de altitude na Terra e a 280°K é $p(10^3 \text{ m}) = 0.87 p(0)$. Isto quer dizer que podemos interpretar toda a atmosfera como um sistema de moléculas de ar que "levitam" espontaneamente.

Já num mundo em que $k=1.38 \times 10^{-2} \text{ JK}^{-1}$, a levitação de objectos macroscópicos seria o esperado e normal³. Se $T=300^\circ\text{K}$ e $m=50\text{kg}$, então (17) resume-se a $p(h)=e^{-1.2h} p(0)$, com h em centímetros. Assim sendo a probabilidade de uma pessoa de 50kg levitar à altura de 1cm seria $p(1\text{cm})=0.30 p(0)$. Assim esperaríamos passar cerca de um terço da nossa vida não com os pés bem assentes no chão, mas sim a 1cm do mesmo! Seria interessante explorar esta vida acima do solo. Menos atrito no deslocamento, e outras peculiaridades úteis. Mas o mundo de k grande não são só rosas.

VÁCUO

Considere-se o fenómeno pelo qual se forma espontaneamente uma zona de vácuo no ar. Para que este "buraco" se forme é necessário que todas as moléculas dessa zona "conspirem" de modo a saírem de lá.

Seja $p(v)$ a probabilidade de se formar um desses "buracos" espontâneos, com volume v . Seja o volume de todo o ar do sistema em estudo V . De acordo com (13) temos que $p(v)$ é dada por

$$\frac{p(v)}{p(0)} = e^{-\left(\frac{S(0)-S(v)}{k}\right)} \quad (18)$$

Pode-se ver que quando $v=0$ se tem o estado mais provável e para o qual $p(v)$ e $S(v)$ são máximos. Isto corresponde às moléculas presentes ocuparem uniformemente todo o volume V .

A variação de entropia é (analogamente a (15))

$$S(0) - S(v) = \int_v^0 \frac{dQ}{T} \quad (19)$$

O processo termodinâmico aqui ocorrente corresponde a uma expansão adiabática do gás, que se supõe perfeito. Neste processo o sistema evolui do macroestado em que ocupa $V-v$ para o macroestado em que ocupa V . Como a energia interna do gás isolado se mantém constante, o processo é isotérmico. Podemos assim imaginar uma expansão isotérmica e reversível de um gás ideal que se expande do volume $V-v$ para o volume V . Para um tal processo a conservação de energia ($dU=0$) implica que o calor fornecido seja igual ao trabalho realizado pelo gás: $dQ=p dV$. Sabendo ainda a equação de estado dos gases perfeitos ($pV=nRT$) podemos calcular (19) e obtemos

$$S(0) - S(v) = nR \ln\left(\frac{V}{V-v}\right) \quad (20)$$

Assim sendo (18) e (20) contêm a probabilidade de se formarem "buracos" de vácuo no ar. Assim sendo a probabilidade $p(v)$ de se formar um vácuo de volume v num sistema com volume total V onde estejam n moles de "moléculas de ar" é determinada por

$$\frac{p(v)}{p(0)} = \left(1 - \frac{v}{V}\right)^{nR/k} \quad (21)$$

É evidente que a formação de "buracos" de tamanho macroscópico é altamente improvável no nosso mundo onde $k=1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ e $nR >> k$. No entanto, num mundo em que $k=1.38 \times 10^{-2} \text{ JK}^{-1}$, encontrar grandes buracos vazios no ar seria altamente provável e, consequentemente, frequente.

Para podermos calcular a probabilidade exacta de (21) basta expandir o logaritmo de (20). Assim sendo, no caso de $v << V$, temos $\ln[1-(v/V)] \gg -v/V$. Usando esta aproximação e ainda a equação de estado dos gases perfeitos ($pV=nRT$) temos que a variação de entropia em (20) é dada por $\Delta S=pV/T$. A probabilidade assume então a forma

$$\frac{p(v)}{p(0)} = e^{-pV/kT} \quad (22)$$

Uma peculiaridade desta equação é que $nR/k=pV/kT$. Deste modo o expoente de (22) é igual ao número de moles de moléculas de ar no volume total. Penso que falar sobre esta questão poderia levar a relacionar k como número de Avogadro (N_A), no entanto não sei prosseguir nesse sentido.

Seja como for a probabilidade de um "buraco" aparecer é apenas significante para volumes extremamente pequenos ($v=100 \times 10^{-10} \text{ m}^3$), ou se a pressão for tão baixa ($p \sim 10^{-20} \text{ atm}$) que já não podemos falar de atmosfera, mas sim de atmosfera rarefeita.

Já no mundo em que k é grande, numa sala a temperatura e pressão ambientes (300°K e 1atm) a probabilidade dos "buracos" seria $p(v)=e^{-0.024v} p(0)$, com v expresso em cm^3 . Em particular a probabilidade de se formar um vácuo perfeito com 50cm^3 seria $p(50\text{cm}^3)=0.30 p(0)$, o que é extremamente elevado.

Desta forma podemos ver que se k não tivesse o valor que tem, o mundo seria extremamente estranho. E se bem que pudéssemos andar 30% da nossa vida no ar, também teríamos dificuldades em respirar em 30% da nossa vida.

²Veja-se, e.g., D. Halliday, R. Resnick e J. Walker, *Fundamentals of Physics* (Wiley, New York, 1993), p. 622.

³R.A. Serway, *Physics for Scientists and Engineers* (Saunders, New York, 1996), p. 559.

³O mundo em que k é grande é imaginado de modo a que obedeça às mesmas leis físicas que o mundo real (de k pequeno). Dada esta definição, o mundo de k grande exibe a mesma termodinâmica (valores macroscópicos) do de k pequeno, mas uma estatística (flutuações) e mecânica (valores microscópicos) radicalmente diferentes.

O BUNKER DE LISBOA (ou a Pedreira dos Húngaros)

António Brotas

Trabalhos de investigação recentemente desenvolvidos no IST em colaboração com Universidades estrangeiras permitiram construir o primeiro protótipo operacional de uma máquina capaz de ler os pré-pensamentos, isto é, os pensamentos de que os observados ainda não se não aperceberam. Numa atitude ousada, própria de quem deseja ultrapassar grandes atrasos, a nossa Universidade deixou para outros centros o estudo das máquinas capazes de ler os simples pensamentos.

As observações exigem o uso de antenas sofisticadas que têm de ser disfarçadas para não serem vistas pelos observados, pois tal perturbaria, naturalmente, os seus pensamentos e pré-pensamentos.

Os primeiros trabalhos de campo decorreram na Avenida de Roma tendo a primeira pessoa observada sido, por pura coincidência, o realizador César Monteiro que estava sentado à mesa de uma esplanada.

Depois de tratados com um software poderoso os registos obtidos forneceram-nos indicações, não sobre o próximo filme em que este realizador está a pensar - em que, parece, irá a Paris com o intuito de ser rico -, mas sobre o outro a seguir, em que abordará a sua situação após o regresso a Portugal (que se chamará, possivelmente, "O bunker de Lisboa" ou "A Pedreira dos Húngaros"); não há, ainda, um pré-pensamento definido quanto a esta escolha.

Apresentamos aqui a informação obtida, com a reserva de ter sido conseguida por um processo inteiramente inovador e não inteiramente testado.

O BUNKER DE LISBOA (ou a Pedreira dos Húngaros)

O filme começa com a tomada de posse de Mário Viegas que foi eleito Presidente da República.

A primeira imagem é de um esquadrão de cavalaria da GNR que escolta o carro em que Mário Viegas se dirige para S. Bento. Segue-se a chegada ao palácio, a entrada no anfiteatro com todos os deputados de pé e o público a aplaudir, o discurso do presidente da Assembleia, o discurso do novo Presidente, os cumprimentos do Corpo Diplomático. Há no exterior uma multidão (pequena) e com muitos carros a chegar, sendo destacado o papel dos arrumadores de carros.

Entretanto, na Pedreira dos Húngaros, o morador César Monteiro sobe a rampa de acesso ao bairro. Algumas crianças vêm falar com ele que lhes faz um carinho. Os moradores cumprimentam-no. Compreende-se que C.M., com o seu aspecto frágil e lentidão de movimentos, é uma pessoa querida e considerada. Tem curtas falas com pessoas que vêm falar com ele, beija umas moças, acaba por se ir sentar na esplanada de uma tasca onde desempenha funções de juiz e de chefe a arbitrar litígios.

As autoridades nacionais, entre elas o novo Presidente e o seu staff, recebem num briefing informações sobre o plano de defesa e actuação em caso de catástrofe : terramoto, guerra química ou nuclear, etc...

Todo o plano tem por base o comando das operações a partir de um bunker mandado construir no Monsanto pelo governo anterior. Um chefe da Polícia explica, com larga soma de detalhes, os meios existentes no bunker, onde se devem reunir as

autoridades que ficarão a comandar o país em caso de catástrofe.

Vêm-se, entretanto, algumas crianças da Pedreira dos Húngaros que andam a explorar Monsanto e chegam à porta do bunker.

O chefe da Polícia explica que o bunker está fechado e só pode ser aberto por um sistema sofisticadíssimo.

Duas crianças falam à porta do bunker. Uma diz: "Aí não se pode entrar". A outra pergunta: "Porquê?". A primeira responde: "Porque está fechado". A segunda criança empurra a porta e o bunker está aberto.

O Chefe da Polícia continua a dar explicações, com grande enfase nos sistemas de segurança, que vão alternando com imagens fugidas das crianças dentro do bunker.

No momento em que o chefe da Polícia explica que o bunker está ligado por satélite às televisões de toda a Europa e responde a uma pergunta sobre os mantimentos e whisky que lá há armazenados, há um tremendo tremor de terra em Lisboa a que se seguem várias cenas de pânico.

Com imensas dificuldades as autoridades tentam chegar ao bunker. Quando lá chegam, já está ocupado pela população da Pedreira dos Húngaros, com uma segurança assegurada pelos arrumadores de carros que, no meio da imensa confusão, organizaram um eficientíssimo sistema de parqueamento dos carros a que as autoridades se têm de submeter.

As autoridades pedem para entrar. A autorização demora porque só pode ser dada por César Monteiro, que está no interior a dar uma entrevista em directo para as televisões de toda a Europa em que assegura que a situação está sob controle.

Chega o automóvel da Presidência com Mário Viegas e dois pneus

furados. Por especial deferência, um assessor de César Monteiro autoriza-o a entrar para o bar, impecavelmente servido pelas moças da Pedreira dos Húngaros, que o tratam com todo o carinho e onde bebe um copo de água.

O chefe da Polícia que fez o briefing vai apresentar um relatório a César Monteiro a quem faz a continência. Com alguns assessores, entre eles o General D, da Brandoa, César Monteiro toma medidas de excepcional eficácia para assegurar a continuação da vida em Lisboa.

O Corpo Diplomático vai ao bunker apresentar cumprimentos a C.M. e assegurar-lhe apoio. A imprensa internacional começa a falar de um novo Marquês de Pombal.

Passou-se um ano. A vida em Lisboa está quase normalizada.

Uma escolta de cavalaria dirige-se para S. Bento a escoltar o carro de César Monteiro que vai tomar posse como Presidente da República. Há algumas pequenas diferenças: entre os deputados vêm-se muitas caras de antigos arrumadores de carros; o General D já está fardado.

Na Pedreira dos Húngaros, Mário Viegas sobe lentamente a rampa de acesso ao bairro. Umas crianças vêm-lhe falar e ele faz-lhes um carinho. Umas moças vêm-lhe dar uma beijocas. Uns moradores que estão perto fazem-lhe um aceno.

À porta de S. Bento Pacheco Pereira tem agora um lugar de arrumador de carros.

O filme termina com esta imagem de optimismo e integração social.

(Este texto, foi enviado a Mário Viegas uma semana antes da sua morte).

Número 10
Paulsarr



Corpus delicti

A morte do sentimento!
o golpe derradeiro
que encarnou o meu mundo frívolo...
irrisoriamente banido do amor.
Um corpo frígido
condenado a não amar para toda a vida!
Eternidade sóbria,
esta,
sem a embriaguez do amor!
Lívido líbido!

e, após a morte,
a quem devo amar
– ela,
aquela,
que enquanto vivo sempre e vigorosamente condenado esperei?
e que redundantemente se ajoelhou rendida diante de mim?
Não!
Viveu calorosamente sugando-me a vida...
Não!
Não a deixarei requintadamente levar-me de vencida!
O que me resta unicamente...
o resto todo me foi levado.
– a quem!?

É uma morte condenada...
Ai! por que não nasci com alma embriagada...!

APG

Desloco-me entrando para fora
e o som de um violino apaixonadamente amargurado.
e o olhar fixado.
e o pensar parado.
Algures, aí estou,
defronte de mim caminhando
sem rosto
como um estranho que se ignora
ao vaguear durante horas sem fim.
Tudo desapareceu,
tornou-se-me invísivel a percepção circundante.
Décima segunda
Décima terceira
Impreterivelmente saindo para dentro
e entrando para fora
e saindo para dentro
e culminando terminado.
Ofusco perdição
querendo sua exumação
Vinte olhos a olhar
de dentro para fora ou de fora para dentro,
que importa
Na ausência de nada
Na permanência de tudo
Vítreo lúgubre.

Hugo Parelho

Espero, faz-se noite, tenho medo
Noite escura, aguardo a madrugada
Silêncio, nada digo, está fechada
A porta que te oculta o meu segredo

Abrigo-me da chuva num rochedo
Não vejo nem escuto a trovada
A pouca luz que não se vê na estrada
Cruzamento no meio do arvoredo

É tão simples e bela a tempestade
Grandiosa, sublime a invocação
Do trono nos observa a majestade

De repente transforma na bonança
O que nos assustou, depois então
Voltamos a sentir uma esperança

Nelson Sousa