

GAZETA DE
física

Para os físicos e amigos da física.
WWW.GAZETADEFISICA.SPF.PT

SOCIEDADE PORTUGUESA DE FÍSICA / VOL. 40 - N.º 2 / 2017 / Publicação Trimestral / €5,00



O que há de topológico na matéria que nos rodeia?

Meteorologia espacial
Entrevista a C. N. Yang

Índice

- artigo geral
2 **O que há de topológico** na matéria que nos rodeia?
Eduardo V. Castro e Pedro Ribeiro
- artigo geral
10 **O impacto da Meteorologia Espacial** na implementação de novas tecnologias
Dário Passos
- artigo geral
13 **Cosmologia quântica** sem singularidades
José M. Velhinho
- entrevista
18 **60 anos de violação de paridade e outras histórias:** entrevista a Chen Ning Yang
Filipe Moura
- sala de professores
23 **Medir $g = (9,83 \pm 0,02) \text{ m/s}^2$** na queda de uma esfera
Rui Agostinho, Ana Tavares Sousa
- sala de professores
28 **Será que a carga horária de Físico-Química** influencia os estudantes no seu gosto pela Física?
Pedro Mendes
- sala de professores
32 **Núcleo de Estudantes** de Física e de Engenharia Física da Universidade do Minho
- crónicas
33 **Nobel para as** transições de fase
Carlos Fiolhais
- vamos experimentar
34 **Quantas faces** tem a fita de Moebius?
- 36 **Notícias**
- notícias
39 **Olimpíadas** de Física
Fernando Nogueira, João Antunes

Imagem da capa: ilustração de vórtices quânticos na superfície de uma nano-gota de hélio superfluido (© Stanford Linear Accelerator Laboratory)

Publicação Trimestral Subsidiada

FCT Fundação para a Ciência e a Tecnologia
MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E ENSINO SUPERIOR

A 19 de abril, fez 43 anos que a SPF foi registada como sociedade e assim começou, de forma autónoma, a ter por missão empenhar-se no desenvolvimento dos vários domínios da física em Portugal, no ensino – desde o básico até ao superior – e também na investigação. Toda a atividade está espelhada na *Gazeta de Física*, que passou a ser propriedade da SPF desde a criação desta, e igualmente nos livros de resumos das Conferências Nacionais bienais. Os físicos começaram por se organizar como uma sessão da Sociedade Portuguesa de Química, fundada em 1911 e, a partir de 1926, conjuntamente com os colegas de química, formaram a Sociedade Portuguesa de Química e Física.

Foi com muito entusiasmo que, nos anos sessenta, se começou de modo irreversível o movimento para a criação da Sociedade de Física, tendo-se formado uma comissão para esse fim. A convicção era tal que, em 1968, aquando da criação da European Physical Society, participámos como fundadores.

Será que hoje esse entusiasmo primordial continua?

Hoje o mundo da física em Portugal é muito mais complexo: faz-se e ensina-se Física em imensos domínios a nível universitário e os desafios no ensino básico e secundário são imensos, devido a vivermos numa realidade social muito diversa, dos pontos de vista quer sociológico, quer tecnológico.

Muitas das ações de divulgação que a SPF tinha na sua área de atuação têm sido assumidas pelas universidades, departamentos e centros de investigação, quer para recrutarem mais e melhores alunos, quer no anseio, muito louvável, de dar contas à comunidade da sua atividade.

Paralelamente, determinados domínios da Física desenvolveram-se de tal modo que os seus atores decidiram criar sociedades temáticas para melhor cooperarem com os colegas das suas áreas, a nível europeu ou mundial.

No âmbito da divulgação, a população também passou a usufruir de uma boa oferta museológica, expositiva e editorial, graças à criação e reanimação de museus científicos, centros de ciência, exposições e coleções científicas em muitas editoras, para além de atribuição de prémios aos que se evidenciam e da cobertura de todas estas atividades nos meios de comunicação e redes sociais.

As ações de formação junto dos colegas do ensino básico e secundário têm sido complementadas com iniciativas das universidades, quer pontuais, a nível de mestrado e inclusive doutoramento, e também pelos Centros de Formação de Agrupamento Escolar. Será que todas as ofertas enunciadas restringem a intervenção da SPF?

Pensamos que, antes pelo contrário, tudo o que existe só pode

facilitar a ação da SPF, dando-lhe a possibilidade de, a partir do disperso, ter uma visão global; mais do que isso, poder completar e articular ações dessa imensa rede de ideias e iniciativas de uma comunidade de vários milhares de físicos e estudantes de física.

Por outro lado, temos a noção de que é preciso definir este posicionamento a uma nova geração de sócios e potenciais sócios da SPF. Entre os vários canais de comunicação que a SPF utiliza, aproveito para destacar a nova página web da SPF e das Divisões, e o folheto desdobrável. A SPF atualmente está empenhada em:

- dinamizar as áreas da física a partir das Divisões Científicas, que devem promover as parcerias com as sociedades e associações da sua área
- editar e divulgar nas redes sociais a *Gazeta de Física*
- organizar a FÍSICA, conferência bienal de toda a comunidade nacional de físicos
- participar no Instituto de Avaliação Educativa (IAVE) do Ministério da Educação
- representar a física portuguesa nas grandes organizações europeias e mundiais, entre as quais a European Physical Society (EPS), a International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP), European Federation of Medical Physics (EFOMP) e a International Organization of Medical Physics (IOMP).

Mas se as tarefas referidas são importantes, mais ainda o é o trabalho para o futuro, isto é, a enorme importância que tem para a SPF a organização das Olimpíadas de Física Regionais e Nacionais e a participação nas várias Olimpíadas Internacionais e Ibero-Americanas, que envolvem anualmente pelo menos um milhão de jovens, alguns dos quais serão sem dúvida os nossos sucessores.

Não queremos enunciar todos os nossos desejos, mas podemos formular alguns, como seja: que os físicos em todas as suas áreas tenham emprego com boas condições de trabalho, que os físicos na diáspora façam parte da SPF, que o ensino/aprendizagem da física em todos os ciclos seja bom e que a sociedade cresça em sócios e atos.

Nesta data, agradecemos a quem tem compreendido a nossa missão e mérito e nos tem apoiado, destacando o Ministério da Educação e a Direção Geral de Educação, a Fundação para a Ciência e a Tecnologia, a Fundação Calouste Gulbenkian presente desde a primeira hora, a Agência Ciência Viva, a Fundação EDP e a REN.

Todos os sócios efetivos, estudantes, coletivos, beneméritos e honorários estão de parabéns!

Continuamos com o entusiasmo e a ousadia dos fundadores da SPF a inspirar os jovens a imaginar o futuro a preservar a memória

Conceição Abreu
Presidente da SPF

Ficha Técnica

Propriedade

Sociedade Portuguesa de Física
Av. da República, 45 – 3º Esq.
1050-187 Lisboa
Telefone: 217 993 665

Equipa

Gonçalo Figueira (Director Editorial)
Filipe Moura (Editor)
Olivier Pellegrino (Editor)

Secretariado

Maria José Couceiro - mjose@spf.pt

Colunistas e Colaboradores regulares

Ana Simões, Carlos Fiolhais,
Constança Providência

Colaboraram neste número

Conceição Abreu, Rui Agostinho, João Antunes, Eduardo Castro, André Charneca, Pedro Marcelino, Pedro Mendes, Nuno Morais, Fernando Nogueira, Dário Passos, Pedro Ribeiro, Rúben Santos, Ana Tavares Sousa, José Velhinho

Comissão editorial

Conceição Abreu - Presidente da SPF
Teresa Peña - Anterior director editorial
Carlos Fiolhais - Anterior director editorial
Ana Rita Figueira - Física Médica
Carlos Portela - Educação
Constança Providência e Costa - Física Nuclear
Horácio Fernandes - Física dos Plasmas
Joaquim Norberto Pires - Física Aplicada e Eng^a Física
João Carvalho - Física das Partículas
João Veloso - Física Atómica e Molecular
José Luís Martins - Física da Matéria Condensada
Luís Matias - Meteorologia, Geofísica e Ambiente
Manuel Marques - Óptica
Rui Agostinho - Astronomia e Astrofísica

Correspondentes

Joaquim Moreira - Delegação Norte
Rui Travasso - Delegação Centro
Pedro Abreu - Delegação Sul e Ilhas

Design / Produção Gráfica
Fid'algo - printgraphicdesign

NIPC 501094628

Registo ICS 110856

ISSN 0396-3561

Depósito Legal 51419/91

Tiragem 1.000 Ex.

Publicação Trimestral Subsidiada

As opiniões dos autores não representam necessariamente posições da SPF.

Preço N.º Avulso €5,00 (inclui I.V.A.)

Assinatura Anual €15,00 (inclui I.V.A.)

Assinaturas Grátis aos Sócios da SPF.

O que há de topológico na matéria que nos rodeia?

Trocando por miúdos o Nobel da Física de 2016

Eduardo V. Castro e Pedro Ribeiro

CeFEMA e Departamento de Física, Instituto Superior Técnico, Universidade de Lisboa, Av. Rovisco Pais, 1049-001 Lisboa, Portugal

A 4 de Outubro de 2016, a Real Academia Sueca anunciava a atribuição do prémio Nobel da Física a Thouless, Kosterlitz e Haldane pelas descobertas teóricas de transições de fase topológicas e fases topológicas da matéria. Um pequeno grupo de investigadores portugueses (uma parte figura nos agradecimentos deste artigo, a outra é autora do mesmo) teve um dia particularmente agitado, dado o número de telefonemas de jornalistas querendo saber mais acerca deste prémio Nobel. Porém, este ano, a origem da azáfama não foi tanto motivada pela procura do comentário, mas sim pela procura de ajuda na tentativa de decifrar o motivo da atribuição deste prémio.

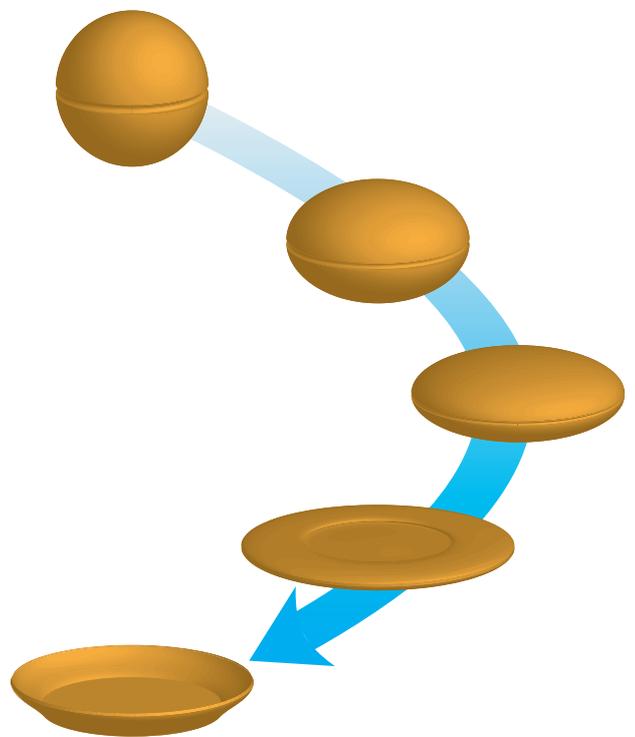
Outros prémios recentes na área da física da matéria condensada – área científica deste prémio – foram bem mais fáceis de motivar: por exemplo o grafeno (2010) ou o LED azul (2014). No caso do prémio de 2016, não é fácil dizer mais do que o título e a citação que o acompanha:

“for theoretical discoveries of topological phase transitions and topological phases of matter”

O objectivo deste artigo é dar uma explicação mais ou menos autocontida das descobertas que levaram à atribuição do prémio Nobel da Física 2016 e descodificar os conceitos necessários para a sua compreensão.

Os laureados e a divisão do prémio

Os três laureados de 2016 partilham, além do Nobel, a origem britânica e o facto de serem todos professores em universidades norte-americanas. David Thouless nasceu em 1934 em Bearsden, na Escócia. Depois de estudar na Universidade de Cambridge, doutorou-se em 1958 na Universidade de Cornell. É actualmente Professor Emérito na Universidade de Washington, à qual se juntou em 1980. Michael Kosterlitz nasceu em Aberdeen, também na Escócia, em 1943. Licenciou-se e obteve o mestrado pela Universidade de Cambridge, tendo-se doutorado em 1969 na Universidade de Oxford. Perten-ce à Universidade



de Brown desde 1982, sendo agora Professor de Física “Harrison E. Farnsworth”. Duncan Haldane nasceu em Londres em 1951. Também estudou na Universidade de Cambridge, onde se doutorou em 1978. É neste momento Professor de Física “Eugene Higgins” na Universidade de Princeton, à qual pertence desde 1990.

Relativamente à divisão do prémio Nobel, David Thouless foi galardoado com metade do prémio, tendo Michael Kosterlitz e Duncan Haldane recebido um quarto cada um. A análise desta divisão permite perceber que são dois os assuntos que a academia pretende distinguir. Leia-se, uma vez mais, a citação

que acompanha o Nobel da Física 2016: “pelas descobertas teóricas de transições de fase topológicas e fases topológicas da matéria”. Trata-se, de facto, de dois temas que em comum têm a palavra “topológicas”. David Thouless foi galardoado pela descoberta quer de *transições de fase topológicas* quer de *fases topológicas da matéria*. Michael Kosterlitz e Duncan Haldane foram premiados pela sua contribuição para um dos temas apenas: Kosterlitz para as transições de fase topológicas e Haldane para as fases topológicas da matéria. Assim se percebe a divisão do prémio. Assim se percebe também que iremos abordar dois assuntos ligados pelo conceito de topologia. Por aí iremos começar, ou seja, pela topologia.

A topologia em poucas palavras

A topologia é um ramo da matemática¹ que descreve propriedades que variam de forma discreta. Um exemplo paradigmático (e doce) consiste em usar a topologia para diferenciar uma bola de berlim (esfera) e um *donut* (toro). Textura e sabor à parte (questões com que a topologia não se importa), a diferença óbvia entre os dois é que o *donut* tem um buraco e a bola de berlim não. O número de buracos varia discretamente: podemos ter zero, um, dois, três... mas nunca meio buraco. Por isso se diz que a esfera e o toro são topologicamente distintos. Também por isso se diz que a bola de berlim e o prato são topologicamente equivalentes; podemos achatar pouco a pouco (ou seja, deformar continuamente) a bola de berlim até tomar a forma do prato (ver figura de entrada). Em topologia, duas formas são equivalentes se pudermos deformar continuamente uma na outra. Assim surge o conceito de invariante topológico: propriedade que só varia se alterarmos a topologia do sistema. Por exemplo, o número de buracos é um invariante topológico. Um invariante topológico é insensível a pequenas deformações/alterações do sistema; a introdução de buracos nunca é uma perturbação pequena por não existirem frações de buraco.

Ilustremos com um exemplo prático que será útil mais à frente. Imagine um conjunto de ponteiros de relógio dispostos em cima duma circunferência, como ilustrado na Fig. 1. Percorrendo a circunferência no sentido anti-horário uma só vez, e registando num único relógio a hora indicada por cada ponteiro, podemos contar o número n de voltas completas dadas pelo ponteiro do relógio. Na Fig. 1 à esquerda o relógio dá zero voltas ($n = 0$), na Fig. 1 ao centro o relógio dá uma volta no sentido anti-horário ($n = 1$) e na Fig. 1 à direita o relógio dá uma volta no sentido horário ($n = -1$). O inteiro n é um invariante topológico, não só porque o número de voltas só

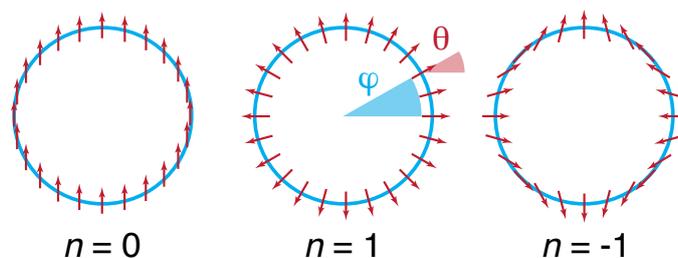


Fig. 1 - Possíveis texturas para ponteiros de relógio dispostos numa circunferência. Quando se dá uma volta à circunferência, os ponteiros de relógio dão n voltas ao relógio.

deve variar de forma discreta, mas também porque é insensível a pequenas alterações/deformações na configuração dos ponteiros.

De facto, usando o ângulo θ para parametrizar a orientação dos ponteiros e o ângulo φ para a sua posição na circunferência (ver Fig. 1 ao centro), facilmente se percebe que o número de voltas só depende da diferença $\theta(\varphi = 2\pi) - \theta(\varphi = 0)$. Os valores que $\theta(\varphi)$ toma entre os dois extremos $\varphi = 0$ e $\varphi = 2\pi$ não alteram o valor de n . Na Fig. 2, mostram-se três funções $\theta(\varphi)$ que, embora apresentando configurações de ponteiros distintas das da Fig. 1, são ainda compatíveis com os inteiros $n = 0, 1, -1$.

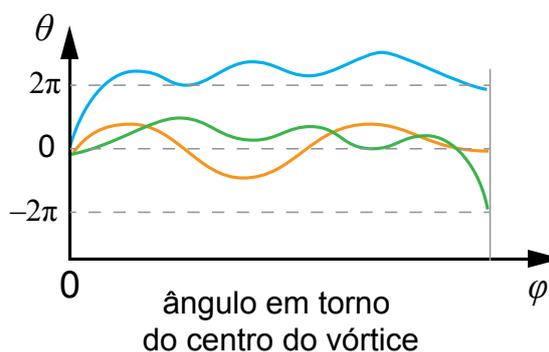


Fig. 2 - Três possíveis funções para o ângulo $\theta(\varphi)$, correspondentes a três texturas diferentes das representadas na Fig. 1, mas caracterizadas exactamente pelo mesmo inteiro n .

Matematicamente podemos definir o invariante topológico usando as propriedades da integração,

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \partial_\varphi \theta(\varphi) = \theta(2\pi) - \theta(0) = 2\pi n \quad (1)$$

Os laureados com o Nobel da Física 2016 usaram conceitos de topologia, e em particular o de invariante topológico, para perceber a Física de um novo tipo de transições de fase e de um novo tipo de fases da matéria.

Fases, Transições de fase e a Teoria de Landau

Para perceber a importância e a novidade das descobertas que mereceram este Prémio Nobel, temos de as contextualizar e introduzir alguns conceitos, nomeadamente o conceito de fase e transição de fase. A classificação mais familiar das fases da matéria que vemos à nossa volta é aquela

¹ Desculpar-nos-ão os matemáticos pela ligeireza com que aqui tratamos o assunto.

que nos ensinam enquanto crianças: sólidos, líquidos e gases. No entanto, a noção de fase pode ser considerada num âmbito bastante mais geral. Para isso, consideremos a seguinte relação de equivalência: dois estados da matéria dizem-se na mesma fase se pudermos transformar um no outro continuamente sem modificações abruptas nas suas propriedades,² manipulando para isso os parâmetros do sistema, tais como temperatura, pressão, etc. Assim, podemos falar de muitas mais fases – metais (materiais que conduzem corrente eléctrica), isolantes (materiais que não conduzem corrente) e supercondutores (materiais que conduzem corrente sem resistência) são também exemplos de diferentes fases da matéria. Outro exemplo familiar é o de um material ferromagnético, que pode ser encontrado nos ímanes que usamos para decorar o frigorífico. A temperaturas elevadas, este material torna-se paramagnético, i.e. perde a sua magnetização e deixa de ser um íman. Abaixo de uma determinada temperatura, chamada temperatura crítica T_c , essa propriedade reaparece. O que explica este fenómeno é a existência de momentos magnéticos, nos átomos do material, que a baixas temperaturas, se alinham numa dada direcção. O derreter de um cristal (sólido) para uma fase líquida pode ser visto da mesma forma: acima de uma dada temperatura, os átomos – que estavam ordenados numa rede cristalina – passam a estar desordenados, dando-se uma mudança qualitativa nas propriedades físicas do material. Em termos dos parâmetros de controlo do sistema (neste caso, a temperatura), o ponto onde se dá esta mudança diz-se um ponto de transição de fase.

A teoria que usamos para compreender as transições de fase que descrevemos até aqui tem o nome de um físico russo que foi pioneiro no seu estudo: Lev Landau. A teoria de Landau explica a existência de dois tipos de transições de fase: transições contínuas (ou de 2.ª ordem) e descontínuas (ou de 1.ª ordem). A teoria também explica como caracterizar as transições de segunda ordem em termos da simetria do sistema e da sua dimensionalidade. Neste contexto, prevê que as duas transições de que falámos (cristal-líquido e ferromagnético-paramagnético) são distintas, porque o que muda na transição é: no primeiro caso, a distância média entre os átomos – que é uma grandeza escalar; e, no segundo caso, a direcção da magnetização – que é uma grandeza vectorial. Além disso, o comportamento seria diferente se, em vez de um cristal a três dimensões (3d), estivéssemos a falar de um material bidimensional (2d) como, por exemplo, o grafeno. A teoria de Landau e as suas extensões levaram à criação de uma nova área da física que estuda os chamados fenómenos críticos, i.e. o que acontece na vizinhança das transições de fase. O sucesso desta teoria é impressionante, descrevendo semelhanças em transições tão distintas como a formação ou não de buracos negros e aspectos da teoria da supercondutividade que acontece à escala microscópica.

A teoria prevê que, por vezes, a fase ordenada (como um cristal ou um ferromagneto) não existe de todo, ou então só

² O leitor atento notará desde já a semelhança entre estar na mesma fase e ter topologia equivalente.

existe quando a temperatura atinge o zero absoluto. Isto acontece normalmente para sistemas de baixa dimensionalidade (i.e. 1d ou 2d). Nos casos em que uma transição existe, a teoria permite calcular um número de propriedades muito gerais, ditas universais, que não dependem dos detalhes do sistema. Exemplos dessas propriedades são os chamados expoentes críticos. Estes expoentes regem o comportamento de algumas características do sistema (como o calor específico ou a susceptibilidade magnética), que divergem em lei de potências na transição de fase $|T - T_c|^\nu$. Escolhendo um número pequeno (três, na maioria dos casos) de expoentes críticos, correspondentes a diferentes propriedades que divergem, podemos caracterizar unicamente uma transição de fase. Sendo “universais”, estas propriedades só dependem da dimensão e da simetria do sistema, sendo independentes de qualquer outro parâmetro.

Uma transição de fase diferente: transição de fase topológica

Olhemos por momentos para o seguinte sistema: imagine uma rede quadrada a duas dimensões (como um papel quadriculado), na qual em cada ponto da rede (intersecção das linhas do papel) vive um vector de comprimento fixo, como um ponteiro de um relógio (ver Fig. 3). Neste “cristal” de relógios “mono-ponteiro” há apenas um grau de liberdade por relógio – o ângulo que o ponteiro faz com o meio dia. Admita que o sistema minimiza a energia se os ponteiros de relógios vizinhos apontam para a mesma hora. A dinâmica dos ponteiros pode ser complicada e eles podem interagir fracamente com outros graus de liberdade. No entanto, a física estatística dá-nos ferramentas para simplificar o problema: olhando para o problema a escalas de tempo muito maiores que esta agitação (térmica), podemos considerar que a cada configuração dos ponteiros do relógio corresponde uma energia E e que a probabilidade de uma certa configuração

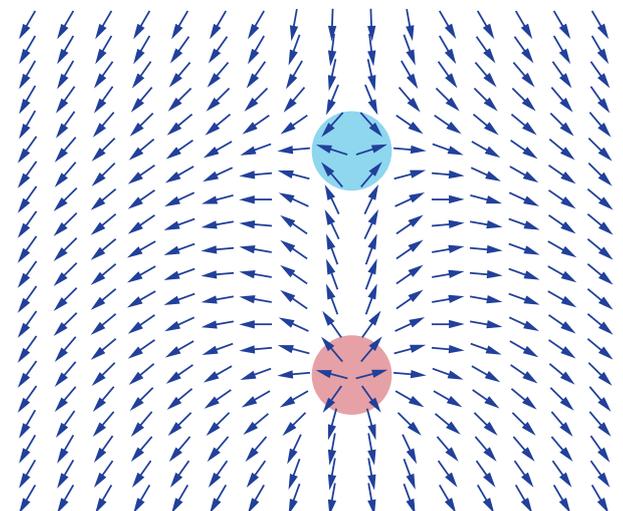


Fig. 3 - Rede de ponteiros de relógio com um par vórtice-anti-vórtice.

é proporcional a $e^{-\frac{E}{k_B T}}$, o conhecido factor de Boltzmann, que deve o nome a um dos pioneiros na física estatística, sendo k_B uma constante que também leva o seu nome, constante de Boltzmann, e que obviamente tem unidades de energia a dividir por temperatura. Este modelo, que apresentamos aqui de forma simplificada, pode servir para descrever aspectos da física de materiais supercondutores depositados em filmes finos, sistemas de átomos frios depositados em redes ópticas ou aspectos de materiais ditos superfluidos.

Num sistema tal como o que acabamos de descrever, uma fase ordenada significa que a média de todos os ponteiros de relógio, ponderada pela probabilidade de cada configuração, é diferente de zero. Alternativamente, também podemos fixar um dado relógio a uma determinada hora e medir a hora média do ponteiro de um relógio infinitamente longe – na fase ordenada, encontraremos a mesma hora que fixamos. Embora a teoria de Landau preveja a existência de uma fase ordenada a três dimensões (i.e. se o cristal de relógios fosse em 3d), a teoria pode ser usada para provar que não há fase ordenada a duas dimensões. *Não havendo fase ordenada não é possível haver uma transição de fase... ou será?* David Thouless e Michael Kosterlitz provaram que é! Eles mostraram que a fase de baixa temperatura, não sendo ordenada, tem propriedades diferentes da fase desordenada a alta temperatura – é, portanto, uma fase “menos desordenada” com características muito especiais. Entre estas duas fases, há uma transição de fase que a teoria de Landau não consegue descrever.

Esta conclusão permitiu descobrir outras transições de fase da mesma natureza, que fogem à caracterização de Landau. A descrição destas novas fases envolve um novo conceito – uma excitação topológica. No caso do nosso sistema de “relógios”, as excitações topológicas são chamadas vórtices e antivórtices. Um par vórtice-antivórtice está representado na Fig. 3. Repare que longe destas excitações, todos os relógios estão alinhados. Partindo de uma configuração com um par “vórtice-antivórtice”, é fácil voltar a uma configuração em que todos os ponteiros apontam na mesma direção. *Fácil* aqui quer dizer que isso pode ser feito continuamente, sem passar por configurações de energia muito elevada – a isto chama-se aniquilar um par vórtice-antivórtice. No entanto, se quiser fazer o mesmo com uma configuração com só um vórtice, o sistema tem de passar por configurações cuja energia aumenta com o tamanho do sistema; estas configurações são muito improváveis. A natureza topológica das excitações provém do facto destas poderem ser caracterizadas por um invariante topológico – o *winding number* – que é o número de voltas que o ponteiro dá quando seguimos ao longo de um caminho que circunda a excitação, em perfeita analogia

com a Fig. 1. A semelhança entre este *winding number* e o invariante topológico introduzido na Eq. (1) não é pura coincidência. Estas excitações podem ser vistas como partículas carregadas, a sua carga é o seu *winding number*, ou seja, o inteiro n na Eq. (1). Partículas de cargas opostas atraem-se. De facto, o potencial de interação efectivo de duas destas excitações, quando são separadas por grandes distâncias, é exactamente o mesmo de um sistema de partículas carregadas a 2d. Partículas com cargas distintas podem também combinar-se numa partícula cuja carga é a soma das suas cargas; em particular, partículas com cargas opostas podem aniquilar-se.

Estamos agora em condições de descrever as duas fases do sistema. Na fase desordenada, a temperatura é tal que uma configuração típica tem muitos pares de vórtice-antivórtice. Quando há uma concentração finita destes pares, eles dão lugar a um fenómeno conhecido como *screening*. Este fenómeno, conhecido e bem compreendido nas interações entre partículas carregadas num metal, faz com que um potencial entre duas partículas (que no vácuo é de longo alcance) passe a ser de curto alcance, devido à presença de todas as outras partículas do meio. Neste potencial de curto alcance, as partículas só se vêem uma à outra para distâncias menores que um certo comprimento característico. Acima dessa distância, as partículas não sentem a presença uma da outra. Assim, pagando uma energia finita, podem separar-se os vórtices e antivórtices que formam um par, que depois passeiam livremente pelo sistema – diz-se que estas partículas têm liberdade assintótica. Por outro lado, abaixo de uma temperatura denominada temperatura de Kosterlitz-Thouless, a densidade de pares torna-se nula e o *screening* torna-se impossível. O sistema tem assim muito poucos pares e neles os vórtices e antivórtices estão confinados a andar perto uns dos outros, pois a energia de uma configuração aumenta com a distância entre eles – esta fase chama-se também a fase confinada.

Vamos agora dar um passo atrás e apreciar a construção que David Thouless e Michael Kosterlitz nos ensinaram. Passamos de um modelo em que os graus de liberdade eram os ângulos dos ponteiros dos relógios para uma descrição em termos de partículas com carga. A carga das partículas é uma propriedade topológica local de uma configuração. Tendo esta noção de partículas em mente, a descrição do sistema pode ser feita em termos de um gás de partículas carregadas – o chamado gás de Coulomb – que já se conhecia à data ter duas possíveis fases. Como a fase de baixa temperatura não é ordenada, a transição de fase foge à descrição de Landau. É assim possível haver uma transição de fase. Esta transição de fase, bem como a fase “menos-desordenada”, de baixa temperatura, tem propriedades exóticas. A descoberta destas fases e a descrição acima são o legado de David Thouless e Michael Kosterlitz, pelo qual lhes foi atribuído metade deste Prémio Nobel.

Leu bem o leitor: metade. Falta, portanto, perceber a outra metade.

Fases topológicas e um número com nome

Para perceber a outra metade do prémio, é necessário entender o que é uma fase topológica da matéria e, para isso, temos de recuar até 1879. Nesse ano, Edwin Hall descobriu o seguinte efeito: quando um campo magnético é aplicado num condutor perpendicularmente à direcção da corrente eléctrica I , surge uma tensão eléctrica V_H , na direcção transversal, perpendicular quer à corrente quer ao campo magnético. O quociente entre a tensão eléctrica V_H , também designada tensão de Hall, e a corrente definem a resistência de Hall ρ_H ,

$$\rho_H = V_H / I.$$

A teoria clássica (Drude, 1900) prevê que a tensão de Hall seja proporcional ao campo magnético B , pois V_H tem origem na força de Lorentz, também ela perpendicular às direcções do campo B e da velocidade das cargas (direcção da corrente), e proporcional a B (ver [1]). Cerca de um século depois da descoberta do efeito de Hall, corria o ano de 1980, Klaus von Klitzing mediu o efeito de Hall em amostras onde os electrões estão confinados a moverem-se em duas dimensões, no plano correspondente à interface entre um óxido isolante e um semiconductor. Um exemplo do que von Klitzing descobriu está representado na Fig. 4, onde a resistência de Hall e a resistência longitudinal, medidas a baixas temperaturas ($T = 50$ mK), estão indicadas em função do campo magnético B , respectivamente em cima e em baixo. Se bem que para os valores mais baixos de B se verifica o efeito esperado, $\rho_H \propto B$, para valores mais elevados de B a variação de ρ_H revela patamares em que ρ_H é constante e dada com grande precisão por

$$\rho_H = (h/e^2)(1/n), \quad n \text{ inteiro} \quad (2)$$

onde h é a constante de Planck e e a carga do electrão. Uma tal quantificação tem dois aspectos muito impressionantes: primeiro, o facto de na Eq. (2) só aparecerem constantes universais, não havendo qualquer dependência em parâmetros do sistema (geometria da amostra, pureza) ou parâmetros externos (campos, temperatura); segundo, a precisão com que os resultados experimentais são descritos pela Eq. (2) é extremamente elevada, com desvios inferiores a uma parte em 10^9 .

A explicação para a Eq. (2) surge dois anos após a descoberta de von Klitzing. David Thouless e seus colaboradores mostraram que a resistividade de Hall, ou melhor, o seu inverso – a condutividade de Hall – é um invariante topológico,

$$\sigma_H = 1/\rho_H = (e^2/h) n, \quad n \text{ inteiro.} \quad (3)$$

Mas vamos por partes. Antes de evocar a topologia, é necessário perceber que Drude falha por falta de um ingrediente óbvio (em 1900) que não poderia ter sido incluído em 1900: falamos de Mecânica Quântica, sendo o efeito que von Klitzing descobriu conhecido por efeito de Hall

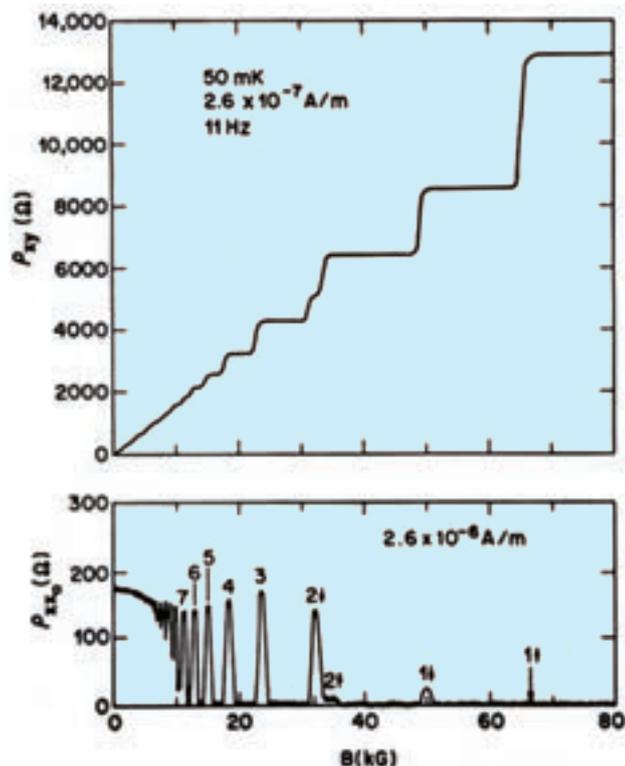


Fig. 4 - Resistência de Hall (em cima) e resistência longitudinal (em baixo) em função do campo magnético aplicado. [Crédito: M. A. Paalanem, D. C. Tsui, A. C. Gossard, Phys. Rev. B 25, 5566 (1982)]

quântico. Para um campo magnético suficientemente forte, podemos negligenciar o potencial atómico e substituir os átomos por um fundo de carga positiva que garante a neutralidade do sistema. O problema é agora o de electrões confinados a moverem-se no plano e sujeitos a um forte campo magnético perpendicular. A Mecânica Quântica é essencial na descrição deste sistema, como já Landau havia mostrado por volta de 1930 quando resolveu o problema.³ O espectro que Landau encontrou está quantificado em valores de energia dados por $E_n = \hbar \omega (n + 1/2)$, em que ω é a frequência ciclotrónica, $\omega = eB/m$, e n um inteiro. À semelhança do átomo, com os seus níveis atómicos, neste sistema também temos níveis energéticos quantificados, chamados níveis de Landau. Mas ao contrário do átomo, os níveis de Landau suportam um número macroscópico de electrões, dependendo esse número do campo magnético aplicado. Para campos suficientemente fortes, é mesmo possível colocar todos os electrões do sistema num único nível de Landau. Quando um destes níveis está completamente preenchido, ou seja, o número de electrões nesse nível é o número máximo possível, Thouless descobriu que a condutividade de Hall pode ser escrita como um integral que, dividido pelo quantum de condutância e^2/h , não é mais do que

³ Aprecie o leitor que o nome de Lev Landau já apareceu por mais do que uma vez neste artigo, curiosamente relacionado com temas muito pouco relacionados. Assim se demonstra a importância histórica de um físico.

um invariante topológico conhecido como *primeiro número de Chern* e que toma valores inteiros $n = 0, 1, 2, \dots$. Os detalhes matemáticos não cabem neste curto artigo, mas garantimos ao leitor que o que Thouless encontrou foi apenas uma generalização da Eq. (1) para o caso em que o integral é sobre duas variáveis em vez de uma (uma vez que o sistema agora é 2d). O que é importante é perceber que, sendo a condutividade de Hall um invariante topológico, esta resposta do sistema é insensível a perturbações como impurezas ou imperfeições na amostra, explicando a grande precisão com que a Eq. (3) se verifica experimentalmente. Thouless e colaboradores também mostraram que o resultado se mantém mesmo quando se inclui o efeito da rede atômica no cálculo, ou mesmo as interações entre os electrões.

Ponteiros de relógio e seus zeros

Mas afinal que propriedade discreta conta este invariante topológico através do inteiro n ? Também aqui a analogia com os ponteiros de relógio funciona bem. Como na base da análise do sistema está a descrição quântica, o integral correspondente ao invariante topológico envolve a função de onda dos electrões. Podemos pensar na função de onda como um ponteiro de relógio, sendo importante especificar, além da orientação do ponteiro, também o seu comprimento.⁴ Quando avaliamos a função de onda num determinado ponto, a informação importante é o quadrado do comprimento do ponteiro, que indica a probabilidade de encontrar o electrão nesse ponto. A orientação não tem, em geral, informação física. De facto, é possível em muitos casos (sistemas topologicamente triviais) fixar globalmente essa orientação e até eliminar esse grau de liberdade, ou seja, alinhar todos os ponteiros com a mesma direcção. Mas para o sistema que apresenta um efeito de Hall quântico, não é possível fixar globalmente a orientação dos ponteiros. Isto acontece porque a função de onda, ou melhor, o comprimento do ponteiro, se anula em determinados pontos. Ora, não é possível definir a orientação do ponteiro no ponto onde o seu comprimento se anula.

Convém esclarecer aqui ao leitor que estes zeros da função de onda não são no espaço das posições, mas sim no espaço dos números quânticos de que a função de onda depende. No caso do gás de electrões confinados ao plano, esses números quânticos são a quantidade de movimento nas duas direcções, ou seja, p_x e p_y . É no espaço destes dois parâmetros p_x e p_y , conhecido por espaço recíproco, que a função de onda se anula em alguns

pontos. Usando a analogia dos ponteiros de relógio, estes zeros da função de onda funcionam como vórtices ou antivórtices na textura de ponteiros, exatamente como representado na Fig. 3. Como discutido no contexto do trabalho de Kosterlitz e Thouless na secção anterior, cada vórtice é caracterizado por uma “carga”, ou seja, *winding number*. O inteiro n que figura na Eq. (3) para a condutividade de Hall, ou o invariante topológico associado, conhecido na matemática por primeiro número de Chern, não é mais do que a carga total de todos os vórtices dos estados ocupados por electrões. A posição dos zeros da função de onda pode mudar para diferentes configurações de impurezas na amostra, mas a carga total dos respectivos vórtices não se altera. O mesmo acontece com outro tipo de perturbações, o que confere uma grande robustez ao fenómeno.

Estados de fronteira

Mas voltemos novamente à Fig. 4 e à descoberta de von Klitzing. A figura tem dois painéis, o de cima relativo à quantificação da resistência de Hall, já explicada, e o segundo correspondente à resistência longitudinal ρ_{xx} , definida simplesmente como o quociente entre a queda de tensão na direcção da corrente, V_x , e a própria corrente,

$$\rho_{xx} = V_x / I.$$

O que urge entender no resultado para ρ_{xx} é que o seu valor é nulo sempre que a resistência de Hall está num dos patamares. Isto significa que o transporte de corrente se faz sem dissipação de energia, tal como num superconductor, mas neste caso sem qualquer supercondutividade. A explicação deste fenómeno envolve o aspecto topológico do sistema e a presença de fronteiras. De facto, a medida da tensão de Hall requer que a amostra tenha uma determinada largura na direcção transversal à corrente, sendo V_H a diferença de potencial medida entre as duas fronteiras opostas. A corrente propaga-se precisamente ao longo destas fronteiras e não pelo interior da amostra. O interior, neste caso, comporta-se como um isolador, sendo o transporte de carga impossível a temperaturas baixas. Um isolador apresenta um hiato energético (intervalo de energia) entre um contínuo de estados com energia mais baixa, designado por banda de valência, e um contínuo de estados de energia mais alta, a banda de condução, sendo que todos os estados da banda de valência estão ocupados por electrões, e os da de condução vazios.

Ora, como David Thouless descobriu, para que o nosso sistema de Hall apresente uma condutividade de Hall quantificada, é necessário que um nível de Landau esteja totalmente ocupado, significando que o nível seguinte está vazio. Como existe um hiato (intervalo) energético entre os dois, o sistema é um isolador. Mas este isolador é diferente de um isolador convencional. Neste existe um invariante topológico associado a uma resposta quantificada do sistema. É uma nova fase da matéria. Uma fase topológica ou, mais concretamente, um isolador topológico. Num isolador topológico, as fronteiras apresentam estados que transportam corrente. É uma outra consequência da topologia que

⁴ O leitor familiar com números complexos reconhecerá que a função de onda não é mais do que um desses números, com o seu módulo e a sua fase.

não vamos aqui detalhar. Mas existe mesmo uma correspondência entre o interior do sistema e a sua fronteira, de tal maneira que o número de estados na fronteira é determinado exatamente pelo invariante topológico que caracteriza o interior; no caso do sistema de Hall, temos uma vez mais o número de Chern. Mas porque é que estes estados de fronteira transportam a corrente sem dissipação? A resposta é simples. O sistema que temos vindo a analisar é bidimensional – um plano. A fronteira é, por isso, unidimensional – como um fio. Num fio, a propagação só é possível em dois sentidos. Digamos, *para lá e para cá*. Num fio convencional existe dissipação porque os electrões que vão para lá, ao colidir com impurezas ou devido a imperfeições, começam a vir para cá. Existe, portanto, resistência à propagação da corrente, sendo necessária uma tensão longitudinal (campo eléctrico) para garantir que há mais electrões a ir para lá do que a vir para cá. No sistema de Hall que temos vindo a analisar, todos os estados do tipo “electrão a ir para lá” estão na mesma fronteira da amostra, enquanto os estados do tipo “electrão a vir para cá” se encontram todos na fronteira oposta. Um electrão a ir para lá não pode inverter a sua velocidade porque isso implicaria atravessar toda a amostra, cujo interior, recorde-se, é um isolador. Por isso o transporte longitudinal se dá sem dissipação.

Haldane e o seu legado

Um sistema plano com duas fronteiras paralelas, ou seja, uma fita, e onde numa das fronteiras só há electrões que vão para lá e na outra só electrões que vêm para cá, claramente quebra alguma simetria. A simetria que o sistema de Hall quebra é a simetria de *inversão temporal*, ou seja, o sistema não fica invariante quando se põe o tempo a andar para trás; as fronteiras trocam de papel ao inverter a seta do tempo. O que é importante notar aqui é que o sistema, ao contrário de outros em física, não decide quebrar esta simetria para, por exemplo, ganhar energia. Esta simetria já estava quebrada desde o início quando introduzimos o campo magnético, pois este quebra explicitamente a simetria de inversão temporal.⁵ Aqui entra Haldane, cujo contributo não referimos ainda.

Haldane mostrou, num artigo publicado em 1988, que é possível realizar uma fase topológica sem campo magnético, desde que se quebre a simetria de inversão temporal. Ou seja, os níveis de Landau não são necessários. Haldane inventou um modelo, hoje chamado de modelo de Haldane, onde a simetria de inversão temporal está explicitamente quebrada, mas sem campo magnético. O sistema apresenta uma condutividade de Hall quantificada, como no efeito de Hall quântico de von Klitzing, sendo conhecido por efeito de Hall anómalo quantificado. O modelo de Haldane não tinha, em 1988, qualquer realização física. Foi necessário esperar vinte e cinco anos, até 2013, para

que o efeito de Hall quantificado fosse observado na ausência de campo magnético em filmes finos do material $(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_3$ dopado com Cr – a primeira realização da fase topológica da matéria prevista por Haldane. O modelo de Haldane, e a sua fase topológica, foi realizado em 2014 usando gases atómicos a temperaturas muito baixas (átomos frios), suportados por redes ópticas. Mas talvez o aspecto mais importante do modelo de Haldane é que ele está na génese de recentes desenvolvimentos no que diz respeito a novas fases topológicas da matéria. Mas disso falaremos na derradeira secção deste artigo, que é a que se segue.

De referir ainda que Haldane foi galardoado com o prémio Nobel, não só pelo trabalho de 1988 que já descrevemos, mas também por importantes contribuições no entendimento de cadeias magnéticas, principalmente da diferença entre cadeias de spin inteiro e de spin semi-inteiro. A topologia tem aqui também o papel central, mas nada mais diremos sobre o assunto por falta de espaço. O leitor mais curioso é assim remetido para os documentos de suporte ao prémio Nobel da Física 2016 [2].

Implicações, aplicações e Futuro

Ao longo do artigo, foram já mencionadas algumas implicações. No caso da transição de fase topológica de Kosterlitz e Thouless, vimos que esta descreve uma variedade grande de sistemas aparentemente muito distintos, como materiais supercondutores depositados em filmes finos, sistemas de átomos frios depositados em redes ópticas e ainda materiais ditos superfluidos. Relativamente a aplicações, não podemos deixar de referir uma relacionada com o efeito de Hall quântico. Por ser um fenómeno característico duma fase topológica, a quantificação da condutividade de Hall é extremamente precisa, superior a uma parte em 10^9 . Por isso, o valor da medição do quantum de resistência obtida por efeito de Hall quântico, $h/e^2 = 25812.807557(18) \Omega$,⁶ é agora usada como padrão de resistência.

Mas terminemos este artigo falando de futuro. E como, muitas vezes, para falar do futuro é necessário falar do passado, voltemos ao trabalho de Haldane, e ao seu artigo de 1988. Em retrospectiva, este foi o trabalho que abriu caminho à realização de muitas outras fases topológicas em sistemas electrónicos. Em 2005, usando um modelo composto por duas cópias do modelo de Haldane, uma para cada componente de spin do electrão, Kane e Mele mostraram como realizar uma fase topológica sem quebrar simetria de inversão temporal. Esta

⁵ Uma das formas de produzir campo magnético é usando uma espira de corrente. Porém, ao inverter o sinal do tempo invertemos a corrente e logo o sentido do campo magnético. Por isso o campo magnético não respeita a simetria de inversão temporal.

⁶ Deduzido do valor recomendado pelo CODATA de 2006 do quantum de condutância, $G_0 = 2e^2/h$ (Nota do Editor).

fase teria aplicação direta no grafeno, descoberto um ano antes, sendo o ingrediente principal o acoplamento spin-órbita. Esse acoplamento no grafeno é demasiado pequeno, e essa fase não ocorre. Mas no ano seguinte, em 2006, Andrei Bernevig e Shou-Cheng Zhang previam a mesma fase em semicondutores convencionais com acoplamento spin-órbita na presença de um gradiente de deformação; e ainda nesse ano, os mesmos autores, em colaboração com Tayler Hughes, previam essa fase topológica em poços quânticos de HgTe. Esta última proposta havia de ser verificada experimentalmente já em 2007. Desde então, novas fases topológicas têm sido propostas e observadas: não só isoladores, mas também semimetais e metais, e até supercondutores topológicos, não só em 2d mas também em 1d e 3d. Particularmente relevante é a recente realização de supercondutores topológicos em 1d, com nanofios semicondutores. Por serem fases topológicas, e tal como a fita no sistema de Hall quântico, as extremidades deste nanofio supercondutor apresentam estados de fronteira. Estes estados de fronteira são extremamente exóticos, contendo alguns dos ingredientes essenciais para se tornarem constituintes fundamentais dum possível computador quântico. Os autores estão convictos de que este prémio Nobel não será o último relacionado com fases topológicas da matéria.

Agradecimentos

Os autores agradecem aos colegas Miguel Araújo, Pedro Sacramento e Vítor Rocha Vieira inúmeras discussões sobre este e outros temas, a também a leitura crítica deste artigo.

Agradecimento aos alunos Miguel Gonçalves (4º ano) e Francisco Vazão (1º do MEFT, IST) por se aventurarem destemidamente na Física do modelo de Haldane.

Eduardo Castro e Pedro Ribeiro agradecem o apoio da FCT através da bolsa UID/CTM/04540/2013. Pedro Ribeiro agradece também o apoio através do contracto Investigador FCT No. IF/00347/2014.

Por opção pessoal, os autores do texto não escrevem segundo o novo Acordo Ortográfico

Referências

1. “O efeito de Hall quantificado, prémio Nobel da Física de 1985”, J. M. B. Lopes dos Santos, *Gazeta de Física* 9, 1 (1986).
2. https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2016/popular-physicsprize2016.pdf.



Eduardo V. Castro obteve a licenciatura e o doutoramento na Faculdade de Ciências da Universidade do Porto. Fez pós-doutoramento no MIP-⁻PKS em Dresden e no ICMM-CSIC em Madrid, e neste momento é professor no Instituto Superior Técnico. Trabalha na área da teoria da matéria condensada, com ênfase para os materiais bidimensionais (grafeno e pós-grafeno), dedicando-se ainda ao estudo dos sistemas electrónicos com topologia não trivial.



Pedro Ribeiro obteve a licenciatura no Instituto Superior Técnico e o doutorou-se pela Universidade Pierre et Marie Curie em Paris. Fez pós-doutoramentos no CFIF, IST em Lisboa, no CMT, MIT em Cambridge, EUA e no MPI-PKS, Dresden, Alemanha. Foi também *research fellow* no Russian Quantum

Center em Moscovo. Desde 2015 é investigador auxiliar ao abrigo do programa Investigador FCT e professor convidado no IST. A sua investigação é dirigida na área de matéria condensada teórica com ênfase em sistemas fortemente correlacionados, fenómenos críticos e em sistemas fora de equilíbrio, também tendo efectuado trabalho em teoria da informação quântica.

O impacto da Meteorologia Espacial na implementação de novas tecnologias

Dário Passos

CENTRA - Centro Multidisciplinar de Astrofísica

Dep. Física, Instituto Superior Técnico, Av. Rovisco Pais 1, 1049-001 Lisboa

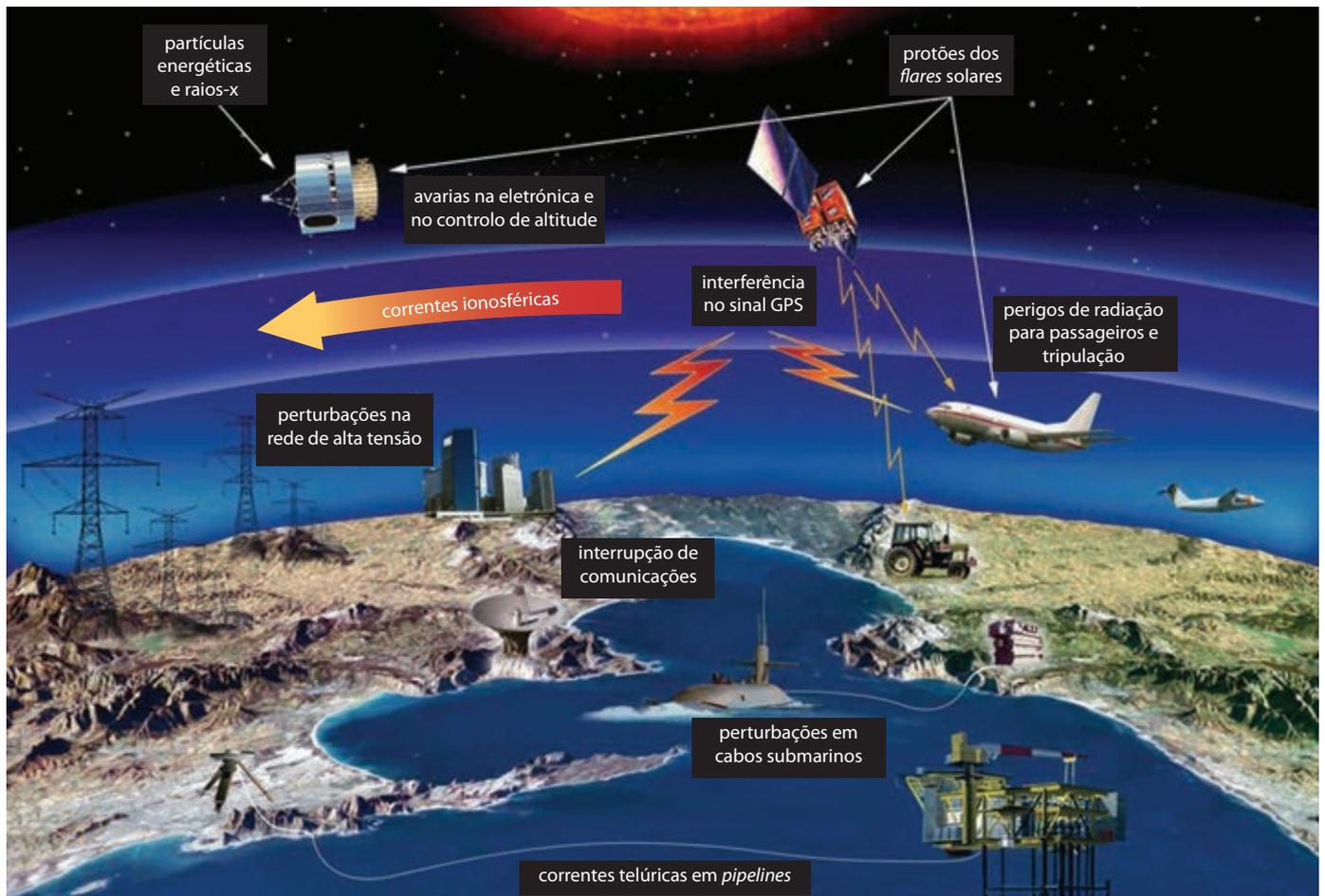
Dep. Física, Universidade do Algarve - Campus de Gambelas, 8005-139 Faro

dariopassos@ist.utl.pt

<https://centra.tecnico.ulisboa.pt/~dario/>

O “Futuro” aproxima-se a passos largos e, embora este traga consigo desenvolvimentos excitantes, está repleto de fragilidades que passam muitas vezes despercebidas a grande parte da população. O passo ao qual a tecnologia evolui é estonteante, mas talvez mais importante do que o passo de desenvolvimento é a crescente capacidade de adoção dessas tecnologias. Enquanto que há 50 anos atrás havia um intervalo considerável entre a apresentação de uma nova tecnologia e a sua adoção em massa, hoje em

dia esse intervalo é substancialmente menor. Para termos uma noção desta aceleração, podemos comparar duas tecnologias que revolucionaram o mundo: o telefone e a internet. O telefone foi desenvolvido em meados de 1850, mas só passou a estar disponível em 50 % dos lares norte-americanos cerca de 100 anos depois. Em contraste, a internet, que apareceu por volta de 1990, precisou apenas de uma década para atingir



os mesmos níveis de adoção. E a tendência é que este intervalo seja ainda menor no futuro. Isto implica menos tempo para estudar o impacto destas tecnologias na sociedade, assim como as suas possíveis fragilidades.

Hoje em dia, o grande tema de atualidade na grande maioria dos *websites* e blogs de tecnologia e informática é a inteligência artificial (AI, de *Artificial Intelligence*). Não só se fala da AI diretamente, mas sim de tudo aquilo que esta tecnologia revolucionária vai possibilitar: desde carros que conduzam sozinhos, até uma omnipresença da internet através de redes IoT (*Internet of Things*). Segundo a opinião de vários visionários e analistas, estas duas tecnologias em particular terão um impacto profundo na nossa sociedade a curto e médio prazo.

Dois pontos fundamentais sobre os quais estas tecnologias assentam são a geolocalização e a troca de enormes quantidades de informação com sistemas de administração centrais que gerem os processos. Para isso, é necessário assegurar a estabilidade e qualidade dos canais de comunicação, assim como o acesso a um posicionamento exato através de sistemas de posicionamento global (GNSS, de *Global Navigation Satellite System*) que inclui contribuições de vários subsistemas: GPS (EUA), GLONASS (Rússia), Galileo (UE) e Beidou (China).

Nas últimas décadas, a comunidade científica tomou consciência de um novo tipo de ameaça a que esses ativos tecnológicos estão sujeitos, uma ameaça que vem do espaço. As chamadas tempestades geomagnéticas – uma das possíveis manifestações da Meteorologia Espacial ou *Space Weather* (SW) – têm a capacidade de provocar avarias em satélites e interromper as comunicações globais, sobrecarregar a rede de distribuição de energia elétrica (alta e média tensão) causando graves apagões sobre vastas regiões, induzir correntes elétricas perigosas em oleodutos e outras condutas metálicas, acelerando a sua deterioração, submeter passageiros e tripulantes de linhas aéreas a elevadas doses de radiação e até mesmo pôr em perigo a vida de astronautas e futuros turistas espaciais.

Estas tempestades têm como origem fenómenos relacionados com o campo magnético do Sol. Fulgurações e ejeções de massa coronal na superfície do Sol liberam para o espaço enormes quantidades de radiação eletromagnética e partículas carregadas de elevada energia que, quando dirigidas na direção da Terra, podem causar todos os problemas acima mencionados.

Os perigos associados ao SW traduzem-se em danos que podem facilmente ascender aos milhões de euros [1] e, por isso, a sua quantificação é importante na avaliação de riscos para a saúde das populações e de riscos financeiros. Num futuro próximo, onde as tecnologias referidas inicialmente estarão já adotadas em massa, é de esperar que estes montantes sejam ainda superiores.

A dimensão deste problema é amplamente reconhecida a nível internacional, o que levou as Nações Unidas, através do programa COPUOS (*Committee on the Peaceful Uses of Outer Space*), a estabelecer um comité dedicado ao *Space Weather*. Os EUA já há vários anos que dedicam diversos recursos a este tema e, no entanto, a importância do mesmo voltou a ser salientada recentemente num relatório do National Research Council [2], o que levou à constituição de um painel governamental estado-unidense especialmente criado para criar e coordenar um plano nacional de mitigação de problemas causados por eventos extremos de SW [3]. A UE, através da Agência Espacial Europeia (ESA), no Conselho Ministerial da ESA de 2008, estabeleceu a área do SW como sendo uma área de investigação fundamental que permitirá a Europa enfrentar novos desafios globais. Com este fim, a ESA criou o programa *Space Situational Awareness* (SSA), que em 2012 foi revisto e prorrogado até 2019 com o intuito de estimular áreas de investigação associadas. Adicionalmente, uma vez que a UE definiu a “exploração espacial” como um meio para motivar e impulsionar o desenvolvimento tecnológico na Europa, tudo o que puder afetar as condições no espaço, tecnologia espacial e atividades humanas em futuras missões espaciais (turismo espacial inclusive) torna-se um tema de investigação importante. Isto cria também um espaço interessante para empresas que trabalhem na área do aeroespacial e poderá eventualmente levar à criação de oportunidades de negócio neste ramo através da especialização inteligente e do aumento de recursos dedicados a este tema.

Normalmente, a temática do SW é apresentada como tema de investigação relevante apenas para países que estão situados a latitudes elevadas (como por exemplo Canadá, Finlândia, Reino Unido) ou em países que possuem programas espaciais avançados (ex. EUA ou Japão). Devido à configuração do campo magnético terrestre, as regiões do globo que se encontram mais perto dos polos são as mais suscetíveis a fenómenos de SW. No entanto, isso não quer dizer que países situados a latitudes médias/baixas não sejam afetados por esses fenómenos, especialmente no que toca a serviços dependentes da cobertura de GPS e telecomunicações. Embora este problema já tenha sido identificado há alguns anos, com especial relevância para a indústria aeronáutica, a verdade é que investigação fundamental sobre os possíveis efeitos do SW a latitudes como as da Península Ibérica são praticamente inexistentes.

Em termos de SW, o fenómeno mais facilmente identificável

e mais inócuo são sem dúvida as auroras. Este tipo de avistamento tem uma maior visibilidade a latitudes da ordem dos 50° nos EUA e dos 65° no norte da Península Escandinava, uma vez que os polos magnéticos não são coincidentes com os polos geográficos da Terra. O aparecimento de auroras em latitudes mais baixas não é frequente e costuma estar associado a tempestades solares intensas, mesmo durante períodos de atividade solar relativamente baixa [4]. Estas auroras são normalmente avermelhadas e difusas, como resultado da interação entre eletrões de baixa energia (inferior a 100 eV) e os átomos de oxigénio da nossa atmosfera, dando origem à emissão de fótons com comprimentos de onda da ordem dos 630 nm (emissão OI). As altitudes típicas a que ocorrem situam-se entre os 250 km e os 400 km [5].

Em Portugal continental, existem diversos registos de observações de auroras no passado. As Refs. [6,7] documentam várias observações efetuadas na área de Lisboa nos finais do século XVIII. Vários exemplos de observações já durante o século XIX e XX podem também ser encontrados na compilação da Ref. [8]. Para além do avistamento de auroras, existem outros exemplos mais recentes dos possíveis impactos de SW a latitudes médias. Um dos exemplos a destacar é o da avaria de 15 transformadores elétricos na rede de alta/média tensão da África do Sul em 2003, causada por uma tempestade solar [9]. Existem também inúmeros relatos de perdas de sinal GPS e interferências nas comunicações rádio em vastas regiões de países a baixas latitudes. Portugal não é exceção principalmente devido à sua posição precária no limite periférico do EGNOS (*European Geostationary Navigation Overlay Service*). Este sistema europeu foi criado para melhorar a precisão dos sinais de navegação por satélite e Portugal está no limite de cobertura do mesmo, tornando assim o nosso país mais vulnerável a possíveis problemas de cobertura. Isto poderá ter impacto na avaliação do risco associado a algumas destas tecnologias e condicionar a sua introdução em Portugal. Mais investigação precisa-se!

Bibliografia

1. *Severe Space Weather Events: Understanding Societal and Economic Impacts - A Workshop Report*, Committee on the Societal and Economic Impacts of Severe Space Weather Events: A Workshop, National Research Council (2008).
2. *Solar and Space Physics: A Science for a Technological Society*, Committee on a Decadal Strategy for Solar and Space Physics (Helio-physics); Space Studies Board; Aeronautics and Space Engineering Board; Division of Earth and Physical Sciences; National Research Council (2012).
3. <http://go.wh.gov/cujqDU>
4. S. M. Silverman, "Sporadic auroras", *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 108, 8011 (2003).
5. S. M. Silverman, "Early auroral observations", *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 60, 997-1006 (1998).
6. J. M. Vaquero, M. C. Gallego, e J. A. Garcia, "Auroras observed in the Iberian Peninsula (1700-1855) from Rico Sinobas catalogue", *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 65, 677-682 (2003).
7. J. M. Vaquero, e R. M. Trigo, "Auroras observed in Portugal in late 18th century obtained from printed and manuscript meteorological observations", *Solar Physics* 231, 157-166 (2005).
8. A. P. S. Correia, J. R. Ribeiro, Casa das Ciências (2011) <http://www.casadasciencias.org/cc/redindex.php?idart=303&gid=35840710>
9. J. A. Marusek, "Solar Storm Threat Analysis", *Impact* (2007) <http://www.breadandbutter-science.com/SSTA.pdf>



Dário Passos licenciou-se em Eng. Física Tecnológica na Universidade do Algarve e fez o doutoramento em Física no Instituto Superior Técnico em Lisboa. Fez pós-doutoramentos em Astrofísica na Universidade de Évora, Universidade de Montreal no Canadá e no Instituto Superior Técnico, onde trabalha na área da Física Solar no CENTRA. Desenvolve modelos de convecção e campo magnético do Sol com aplicações ao *Space Weather*, evolução estelar e previsão da atividade solar.

Cosmologia quântica sem singularidades

José M. Velinho

Universidade da Beira Interior, R. Marquês D'Ávila e Bolama, 6201-001 Covilhã

jvelhi@ubi.pt

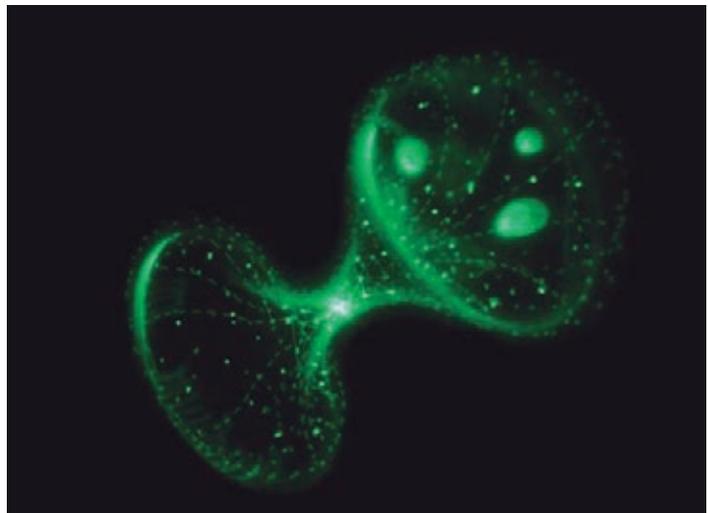
Resumo

A Relatividade Geral aplicada ao universo como um todo conduz à chamada teoria de Big Bang, prevendo a existência de uma singularidade cosmológica. Desde cedo, houve a expectativa de que a incorporação de efeitos quânticos regularizasse de alguma forma a singularidade. Porém, esta expectativa tardou a concretizar-se. Nos últimos anos, uma nova proposta de cosmologia quântica, conhecida por *loop quantum cosmology*, veio abrir novas perspectivas. Neste artigo faz-se uma breve introdução ao assunto, focando na questão da remoção da singularidade.

Introdução

Quando aplicada ao universo como um todo, a teoria da Relatividade Geral (RG) de Einstein prevê a existência de uma singularidade no passado distante. A singularidade, que marca por assim dizer “o princípio do tempo”, está afastada do presente por um tempo muitíssimo longo (cerca de 14 mil milhões de anos), mas finito. Concretamente, quando se consideram tempos cada vez mais próximos deste instante inicial, a teoria prevê um crescimento sem limite de quantidades como a densidade de matéria e a temperatura, bem como da curvatura, diretamente ligada à estrutura do espaço-tempo. Esta é a conhecida teoria do Big Bang: conjugando as observações astronómicas atuais com hipóteses simples sobre o universo como um todo e com a RG, chega-se à descrição do universo como estando em expansão desde um instante inicial, partindo de uma densidade aparentemente infinita (ver [1]).

O aparecimento de singularidades na teoria da RG não é exclusivo das suas aplicações à cosmologia. Verificou-se que a existência de singularidades é uma característica geral da RG [2]. Coloca-se naturalmente a questão do estatuto destas singu-



laridades, e em particular da singularidade cosmológica associada ao Big Bang. Serão verdadeiras singularidades físicas? Neste caso, a teoria perde poder de previsão e as singularidades deverão ser vistas como “buracos” no espaço-tempo, impenetráveis ao conhecimento. Outra perspectiva é a de que a teoria da RG poderá estar a ser usada para além dos seus limites de aplicabilidade. Qualquer teoria física tem necessariamente um domínio restrito de validade, e a vizinhança de singularidades poderá bem marcar o limite de aplicabilidade da RG.

A expectativa é que modificações ou extensões da teoria de Einstein permitam esclarecer as questões deixadas em aberto pela RG, sendo as singularidades eliminadas ou substituídas por novas estruturas acessíveis ao conhecimento. Diversas propostas têm sido consideradas, desde modificações relativamente modestas da teoria de Einstein até abordagens muito mais ambiciosas, potencialmente unificadoras de toda a física fundamental, envolvendo dimensões espaciais extra, novos objetos (cordas e membranas) e novas interações. Uma perspectiva que desde cedo suscitou interesse é a seguinte: talvez a RG não necessite de ser modificada *per se*, mas apenas seja necessário conjugar a RG com a teoria quântica. De facto, espera-se que os efeitos quânticos sejam relevantes precisamente

próximo das singularidades, e talvez esses efeitos eliminem, ou suavizem a singularidade.

Nesta abordagem quântica à questão das singularidades, a expectativa é então que os efeitos quânticos estabilizem o comportamento da matéria a muito altas densidades, evitando o aparecimento de singularidades. De certo modo, espera-se que a física quântica tenha aqui um papel análogo ao desempenhado na estabilidade dos átomos. De facto, os efeitos quânticos são cruciais para explicar a própria existência dos átomos: sem ter em conta estes efeitos, a teoria clássica do eletromagnetismo diz-nos que os átomos simplesmente colapsariam sobre si próprios.

Recordemos que as teorias que descrevem uma dada interação física tipicamente não nascem quânticas: nascem com uma formulação clássica, sendo depois necessário, *a posteriori*, encontrar a correspondente descrição quântica. Tal é o caso da teoria da RG de Einstein, que deste ponto de vista é ainda uma teoria “clássica”, embora venha ela própria substituir a teoria da gravitação de Newton. A este processo de construir a versão quântica de uma dada teoria clássica dá-se o nome de *quantização*. A quantização da RG, ou a construção, por qualquer outra via, de algo a que se possa chamar uma teoria quântica da gravitação tem-se revelado extremamente difícil, e uma teoria completa não existe. (É sabido desde os trabalhos de 't Hooft e Veltman [3] que a RG é uma teoria com características diferentes das outras teorias de campo associadas a interações conhecidas – é uma teoria dita *não-renormalizável*, de modo que a sua quantização não pode ser efetuada da mesma forma que, por exemplo, a do eletromagnetismo.)

Deve dizer-se que começou a ganhar adeptos a hipótese de a gravitação não necessitar de ser quantizada, *per se*. Enquadra-se nesta linha a possibilidade de os fenómenos gravitacionais serem manifestações de larga escala de uma teoria mais fundamental. Nesta perspectiva, a existir uma teoria quântica seria dessa hipotética teoria fundamental, e não da gravitação diretamente.

A perspetiva que consideramos neste artigo é que a RG clássica, tal como está, deve ser quantizada, e que essa quantização é possível.

Cosmologia quântica

Não obstante a quantização da teoria da relatividade completa — com todos os seus graus de liberdade — se ter revelado extremamente difícil, a quantização de modelos que descrevem o universo como um todo é certamente possível. De facto, estes ditos modelos cosmológicos, que se aplicam ao universo como um todo, ignoram uma infinidade de detalhes que para o nível de descrição pretendida são irrelevantes, tornando estes modelos muitíssimo menos complexos do que a teoria da RG completa. Na verdade, ao considerarmos estes modelos passamos de um sistema com um número infinito de graus de liberdade para um sistema com um número finito, e até muito pequeno, de graus de liberdade. Deve dizer-se que não se espera que

este procedimento — considerar primeiro modelos cosmológicos simplificados ao nível clássico e quantizar depois — permita obter com rigor todos os efeitos quânticos em cosmologia, mas espera-se que reproduza pelo menos os aspectos essenciais desses efeitos quânticos.

Esta abordagem foi posta em ação a partir dos anos 60 do século passado, chegando-se à chamada cosmologia quântica de Wheeler-de Witt [4]. Apesar do enorme mérito desta teoria pioneira, verificou-se que o modelo quântico a que se chega não altera o estatuto da singularidade encontrada no modelo clássico. A singularidade cosmológica persiste. Em particular, mesmo ao nível quântico, os valores das grandezas relevantes, como a densidade, continuam a crescer sem limite quando nos aproximamos da singularidade.

Já no corrente século, surgiu uma nova versão de cosmologia quântica, conhecida por *loop quantum cosmology* (LQC) (que se poderia traduzir em português por *cosmologia quântica de lacetes*), que veio alterar substancialmente a situação [5,6]. Relativamente à teoria de Wheeler-de Witt, a LQC beneficia do facto de ter por trás um quadro formal bastante desenvolvido e rigoroso, com vista à quantização não apenas de modelos cosmológicos mas de toda a RG. De facto, a LQC está fortemente relacionada com a teoria chamada *loop quantum gravity* (LQG), a qual por sua vez é uma proposta para obter uma teoria quântica completa da gravitação. Apesar de não poder ainda ser considerada uma teoria completa, a LQG atingiu já um estado de grande maturidade, quer do ponto de vista físico [7] quer do ponto de vista matemático [8].

As ideias, as propostas físicas e os métodos matemáticos da LQG encontram-se de forma essencial na base da LQC, e conduzem a uma teoria substancialmente diferente do modelo quântico de Wheeler-de Witt, com consequências físicas muito distintas. Em primeiro lugar, a aplicação das ideias e métodos da LQG conduz a uma escolha de variáveis diferentes e, acima de tudo, a uma quantização dos modelos cosmológicos radicalmente diferente.

Este último ponto merece uma discussão mais técnica, pelo seguinte. Como já foi referido, os modelos cosmológicos têm um número finito de graus de liberdade. É sabido que, desde que no processo de quantização se cumpra uma condição de continuidade que parece muito natural, para sistemas com um número finito de graus de liberdade o processo de quantização (de um dado sistema em concreto) resulta sempre na mesma teoria quântica. Este resultado, conhecido como teorema de unicidade de Stone-von Neumann, é muito importante em física-matemática, pois existem *a priori* muitas formas de

realizar o processo de quantização, e é fundamental que a teoria quântica final não dependa da forma particular escolhida. O que sucede então com a LQC? Porque resulta a LQC numa teoria quântica radicalmente distinta da de Wheeler-de Witt? O facto é que o método de quantização aplicado na LQC viola a condição de continuidade, que em sistemas comuns parece tão natural. O método de quantização seguido é, por conseguinte, peculiar e não se aplica aos sistemas físicos mais comuns. Mas essa falta de continuidade tem aqui uma motivação e uma legitimação teórica importantes, uma vez que a mesma falta de continuidade surge de forma bastante natural na teoria da LQG, que se aplica à RG completa. Assim, do ponto de vista estrito da quantização de modelos cosmológicos com um número finito de graus de liberdade, a opção por uma quantização deste tipo parece radical, mas tal resulta diretamente da LQG. É precisamente esta opção por um processo de quantização não equivalente ao usual que permite obter uma teoria quântica distinta. Em particular, nesta nova teoria a singularidade cosmológica é eliminada, como descreveremos a seguir.

Modelo cosmológico clássico

Visto como um todo, o universo apresenta-se como muito razoavelmente homogéneo e isotrópico. Significa isto que, a escalas muito grandes, a distribuição de matéria e energia no universo parece uniforme, e que não há direções privilegiadas no universo, em particular no que diz respeito à sua expansão. Os modelos cosmológicos mais simples em RG incorporam, portanto, os princípios gerais de homogeneidade e isotropia, passando a geometria do universo a ser descrita por uma única variável, chamada fator de escala. Este fator de escala — a — essencialmente dá-nos uma noção de distância. (Em rigor, existem três possibilidades para a forma global do espaço em que vivemos, mas os dados experimentais parecem favorecer uma delas, precisamente a mais simples, a de um espaço dito euclidiano.) Sabemos que o fator de escala tem vindo a aumentar ao longo do tempo cósmico precisamente porque conseguimos observar e medir a expansão do universo: as galáxias afastam-se umas das outras, todos os pontos do espaço se afastam uns dos outros, como numa rede elástica que é puxada igualmente em todas as direções, ou como na superfície de um balão insuflado. Neste contexto, uma equação muito importante é a chamada equação de Friedmann

$$\left(\frac{a'}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho, \quad (1)$$

que relaciona a taxa relativa de expansão do universo com a densidade de matéria ρ . Aqui, G é

a constante de Newton e a' designa a derivada de a , de modo que a'/a — habitualmente designado por parâmetro de Hubble — é a taxa relativa de expansão.

A expressão para a densidade de matéria ρ depende do modelo particular escolhido. Com vista a ter um modelo simples e completamente tratável do ponto de vista quântico, consideramos como matéria o chamado campo escalar (homogéneo e sem massa), cujo valor passamos aqui a designar pelo símbolo τ .

Para este tipo de matéria, pode mostrar-se que a densidade ρ é inversamente proporcional à sexta potência do fator de escala. Verifica-se também que, na situação de expansão do universo, o valor da variável τ é crescente, tal como o fator de escala. A variável τ pode, por conseguinte, ser adotada para descrever a passagem do tempo, o que passaremos a fazer. Com vista à aplicação subsequente da quantização por via da LQC, é também conveniente substituir o fator de escala a pela variável equivalente $v = a^3$.

A aplicação das equações da RG permite obter sem dificuldade a relação entre as variáveis v e τ , aqui interpretada como a evolução da noção de volume do universo ao longo do tempo cósmico (representado pela variável τ). Essa relação é dada pela seguinte expressão:

$$v = v_0 \exp[\sqrt{12\pi G}(\tau - \tau_0)], \quad (2)$$

onde v_0 e τ_0 são constantes. Uma representação gráfica desta relação é apresentada na figura 1, com o tempo τ no eixo horizontal e o volume v no eixo vertical. Esta trajetória do fator de volume v em função do tempo corresponde precisamente ao modelo de Big Bang tal como previsto pela RG: o fator de volume v — ou o fator de escala a — crescem com o passar do tempo cósmico. Ao invés, se tentarmos andar para trás no tempo e perceber o que se passou no passado remoto, encontramos v e a a tender para zero, o que corresponde ao colapso do espaço. Como a densidade de matéria ρ varia inversamente com o fator de escala, con-

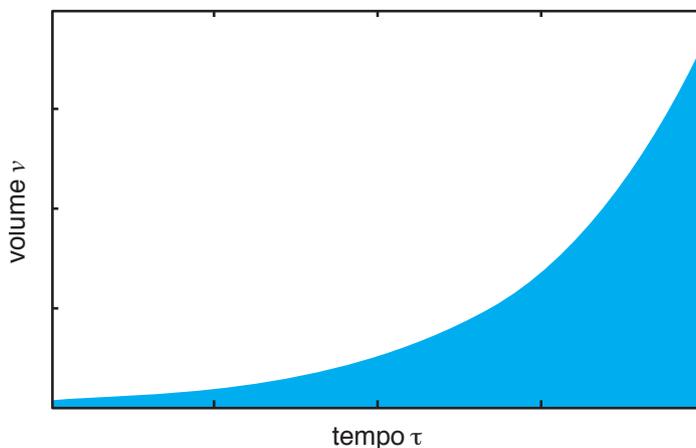


Fig. 1 - Trajetória clássica: Big Bang. Evolução do fator de volume v em função da variável temporal τ . O eixo horizontal representa a variável temporal τ e o eixo vertical representa o fator de volume v .

firmamos que a densidade de matéria aumenta sem limite quando caminhamos em direção ao passado cósmico.

Modelo quântico LQC: remoção da singularidade

Passamos a discutir o tratamento quântico deste modelo, no âmbito da LQC. Tal como na teoria de Wheeler – de Witt, a equação fundamental é da forma

$$\hat{H}\Psi = 0 \quad (3)$$

onde Ψ é a função de onda, característica da física quântica. Na abordagem da LQC a função de onda depende de τ e de ν [9]. \hat{H} é um operador que se obtém do processo de quantização. Nas situações típicas, \hat{H} é um operador diferencial relativamente às variáveis da função de onda, mas – devido à já referida descontinuidade presente no processo de quantização da LQC – neste caso é um operador de diferenças finitas, relativamente a ν (continua a ser um operador diferencial relativamente a τ). Verifica-se também que (após a seleção de um subconjunto adequado do domínio inicial) a variável ν toma valores numa rede regular, i.e. o fator de volume ν é efetivamente discretizado por via da aplicação dos métodos da LQC. Tal pode ser visto como a implementação em LQC da discretização de grandezas geométricas, algo que surge a um nível fundamental na LQC.

Estando o modelo quântico perfeitamente bem definido, podem então extrair-se consequências físicas. No âmbito da LQC a questão da singularidade foi abordada da seguinte forma [9]. Começa-se por considerar um estado semiclássico na região dos valores elevados de τ e, por conseguinte, de ν . Note-se que um valor elevado de ν corresponde a uma idade avançada do universo, por exemplo próxima do tempo presente. Sabemos que no presente os efeitos quânticos na gravitação a larga escala são certamente desprezáveis (de outro modo já teriam sido detetados), de modo que a função de onda nesta região deve ser de tipo dito semiclássico, i.e. a descrição quântica deve ser bem aproximada pela descrição clássica. Mais concretamente, isto significa que a função de onda Ψ tem valores significativos apenas numa pequena região em torno da trajetória clássica. Uma vez construída esta função de onda semiclássica no presente, utiliza-se a equação (3) para obter, numericamente, a função de onda no passado, em tempos cada vez mais remotos. Observam-se as seguintes duas características fundamentais na evolução temporal da função de onda: *i*) a função de onda mantém-se razoavelmente semiclássica em todo o seu percurso, i.e. não há uma grande dispersão de valores em torno do valor máximo; *ii*) os valores médios de ν , que na versão quântica substituem os valores clássicos, seguem aproximadamente a trajetória clássica da equação (2), representada na Figura 1, até um determinado valor mínimo do volume, e depois voltam a subir. Este comportamento da evolução temporal — para o passado —

dos valores médios do fator de volume ν está representado aproximadamente na curva da Figura 2, onde se repete a trajetória clássica, para comparação.

Comparativamente com a trajetória clássica, é notável o ressalto nos valores médios de ν , e por consequência também no fator de escala a . Tanto a como ν invertem a sua aparentemente inexorável tendência para o colapso. Em lugar de o universo continuar a contrair em direção ao hipotético Big Bang, atinge um mínimo e volta a expandir. Lendo a história do passado para o futuro, o que esta perspetiva nos vem dizer é que o Big Bang poderá não ter existido: antes da actual expansão poderá ter existido uma contração, que levou o universo a um estado de volume mínimo, mas não nulo.

Vejamos agora o que se passa com a evolução da densidade de matéria neste modelo. Dado que se evita o colapso do fator de escala e do volume, evita-se também o crescimento sem limite da densidade. De facto, verifica-se que a densidade tem neste modelo um limite superior, o qual é universal, i.e. é uma constante, independente de qualquer condição particular. Este limite, que passaremos a designar por ρ_{crit} , é elevadíssimo, cerca de 40 % da chamada densidade de Planck, mas é finito — o que conceptualmente faz toda a diferença.

Importa ainda referir que, dado o comportamento aproximadamente semiclássico da função de onda em toda a sua evolução temporal, a física deste modelo quântico é razoavelmente bem descrita em termos clássicos, com a notável diferença de que a trajetória clássica da Figura 1 deve ser substituída pela curva dos valores médios de ν , da Figura 2. Esta modificação reflete-se, por exemplo, de forma particularmente simples na equação de Friedmann (1), que, com as devidas correções

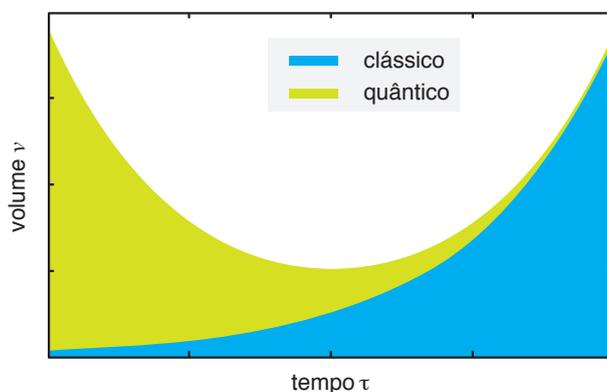


Fig. 2 - Trajetória quântica dos valores médios de ν . Ressalto quântico.

quânticas, toma agora a forma:

$$\left(\frac{a'}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho\left(1 - \frac{\rho}{\rho_{\text{crit}}}\right).$$

Vemos, portanto, que os efeitos quânticos introduzidos por via da LQC conseguem de facto modificar o comportamento da teoria da RG na vizinhança da singularidade cosmológica, substituindo-a por um ressalto perfeitamente causal, tornando essa região acessível à análise teórica. Ao mesmo tempo, a cosmologia clássica é totalmente recuperada em regiões longe da singularidade, de modo que a LQC é certamente uma teoria viável, com o correto limite semiclássico.

Apesar de termos discutido apenas o caso do modelo cosmológico mais simples, note-se que resultados análogos estão confirmados numa grande variedade de situações e para diferentes tipos de singularidades [6]. Finalmente, é de referir que o interesse da LQC, e da cosmologia quântica em geral, não se esgota na questão da singularidade. As modificações à física do universo primitivo introduzidas pelos efeitos gravitacionais quânticos podem também revelar-se cruciais para a compreensão da formação de estruturas no universo. Em particular, estão em curso estudos com vista a tentar explicar as anomalias detetadas no espectro da radiação cósmica de fundo por via de efeitos quânticos.

Agradecimentos

Quero agradecer ao Guillermo Mena Marugán, à Ilda Rodrigues e ao Rui Barata.

Referências

1. A. B. Henriques, *Teoria da Relatividade Geral — uma introdução* (IST Press, 2009).
2. S. W. Hawking e G. F. R. Ellis, *The Large Scale Structure of Space-Time* (Cambridge University Press, 1973).
3. G. 't Hooft e M. Veltman, “One loop divergencies in the theory of gravitation”, *Ann. Inst. H. Poincaré Phys. Theor. A* 20, 69 (1974)
4. J. A. Wheeler, *Superspace and quantum geometrodynamics*, in: *Battelle Rencontres*, ed. J. A. Wheeler e C. M. DeWitt (W. A. Benjamin, 1972).
5. M. Bojowald, “Loop quantum cosmology”, *Living Rev. Rel.* 8, 11 (2005).
6. A. Ashtekar e P. Singh, “Loop quantum cosmology: a status report”, *Class. Quantum Grav.* 28, 213001 (2011).
7. C. Rovelli, *Quantum Gravity* (Cambridge University Press, 2004).
8. T. Thiemann, *Modern Canonical Quantum General Relativity* (Cambridge University Press, 2007).
9. A. Ashtekar, T. Pawłowski e P. Singh, “Quantum nature of the big bang: Improved dynamics”, *Phys. Rev. D* 74, 084003 (2006).



José M. Velinho é Licenciado e Mestre em Física pela Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa. Obteve Doutoramento e Agregação pelo Instituto Superior Técnico. É membro do CENTRA (Centro Multidisciplinar de Astrofísica). Tem experiência em Física-Matemática, Teoria Quântica do Campo e Gravitação Quântica.

60 anos de violação de paridade e outras histórias: entrevista a Chen Ning Yang

Filipe Moura

Chen Ning Yang foi um dos mais brilhantes e influentes físicos teóricos do século XX. Partilhou, com Tsung Dao Lee, o prémio Nobel da Física, por ambos (ainda bastante jovens) terem proposto a hipótese revolucionária de que as interações nucleares fracas violam a paridade, isto é, os processos em que estas intervêm não são invariantes quando são vistos ao espelho, ao contrário do que então se supunha como dado adquirido para todas as interações físicas. No dia a dia dos físicos de partículas, o nome de Yang ocorre como sendo, com Robert Mills, um dos proponentes das teorias de Yang-Mills, teorias de campo que generalizam o eletromagnetismo por serem invariantes segundo uma transformação de um grupo não abeliano. Exemplos de teorias de Yang-Mills são a Cromodinâmica Quântica (que descreve as interações nucleares fortes) e o Modelo Padrão das Interações Eletrofracas (neste caso, com quebra espontânea de simetria). Yang também teve contribuições decisivas para a Física Estatística, das quais merece destaque a equação de Yang-Baxter, segundo a qual em certos sistemas a interação entre três partículas é completamente determinada pelas interações separadas entre duas dessas partículas, e é independente de qual dos pares de partículas interagem primeiro. Conversámos com Yang no Instituto de Física Teórica por si fundado, na Universidade do Estado de Nova Iorque em Stony Brook. Yang é hoje um físico aposentado, prestes a completar 95 anos, mas mantém um olhar atento sobre a disciplina a que dedicou a sua longa vida



© Chinese University of Hong Kong

científica e tem muitas histórias para contar. Quando passam 60 anos da atribuição do seu Prémio Nobel e 50 anos da fundação do instituto que hoje tem o seu nome, vale a pena ouvir e recordar algumas dessas histórias. Esta é uma entrevista de carreira, e carreiras como a de C.N. Yang há poucas.

A entrevista foi conduzida por mim e pelo Rúben Costa Santos em Stony Brook. O Nuno Morais deu um imprescindível apoio técnico, na gravação da entrevista (ainda em cassete) e na posterior conversão para mp3, e uma colaboração preciosa no início do processo de edição. As notas de rodapé são da responsabilidade da Gazeta de Física, e visam uma melhor compreensão do texto.

Gazeta de Física (GF): Como é que decidiu estudar Física?

Chen Ning Yang (CNY): – Eu decidi estudar Física porque na escola era bom a Matemática. Tive que me preparar para os exames de admissão direta à Universidade, uma vez que tinha “saltado” um ano, e não tinha estudado Física no Secundário. Fui obrigado a fazer exame de Física e estudei sozinho, a partir dos livros. Gostei e, quando entrei para a Universidade, decidi estudar Física. A Física está muito próxima da Matemática e era, portanto, a meu gosto. Foi assim que entrei na Física. E, uma vez no Departamento de Física, pareceu-me natural seguir depois para o doutoramento em Física.

GF: Qual foi o tema da sua tese de doutoramento? Quem foi o seu orientador?

CNY: Eu fiz o mestrado na China e a minha tese foi em Física Estatística. Depois vim para os Estados Unidos, no final de 1945, fazer o doutoramento na Universidade de Chicago. Eu queria fazer a tese em Física Experimental com (Enrico) Fermi, mas não pude porque era um estudante chinês e não podia entrar no laboratório em que o Fermi estava a trabalhar. Nesses tempos de guerra, eu não satisfazia todas as condições... então fiz trabalho experi-

mental, mas as minhas experiências não foram bem sucedidas e, entretanto, escrevi um artigo teórico com (Edward) Teller e ele ofereceu-me o tema como tese. Assim, a minha tese era sobre distribuições angulares em reacções nucleares e no decaimento β . Esse artigo acabou por ser muito útil para a Física e também muito útil para mim porque a experiência que ganhei nesse domínio foi proveitosa para o posterior trabalho em paridade.

GF: Então foi assim que a ideia da violação de paridade apareceu?

CNY: Eu não diria isso. Foi em parte, não na totalidade. No trabalho de investigação é importante saber em que direção nos devemos concentrar e era-o particularmente em 1956, com tanta gente a trabalhar no mesmo assunto: o puzzle $\theta - \tau$ ¹. Havia muitos artigos e muitas ideias sobre como possivelmente resolver o puzzle. Explora-se uma área, depois outra e, em retrospectiva, o importante é focar numa direção. Essa focagem, no nosso caso, foi ajudada pela minha experiência anterior com a questão da distribuição angular. Nessa altura, estávamos preocupados com a produção e decaimento de partículas estranhas². Portanto a distribuição angular tornou-se um ponto de concentração e isso ajudou-me a focar na direção que resultou no trabalho que finalmente o Lee e eu escrevemos.

GF: É um bom exemplo de como uma tese e um orientador podem ser importantes numa carreira em Física Teórica. Acha que é geral, que a tese é assim tão importante?

CNY: É uma questão interessante, não conheço ninguém que a tenha estudado. Certamente que a tese de doutoramento teve, para muita gente, grande influência no trabalho subsequente. Mas não conheço qualquer análise estatística a esse respeito e é um assunto importante.

GF: O seu trabalho foca-se em Física de Partículas e Física Estatística. Como é trabalhar em áreas tão diferentes? São relacionáveis? Como é que encaixam na sua carreira?

CNY: Como eu disse, o meu mestrado na China foi em Física Estatística, e isso deixou-me interessado pelo assunto. Mais tarde, em 1960, estava eu em Princeton, aprendi finalmente qual era a ideia por trás da famosa resolução do modelo de Ising por Onsager em 1944. Eu tinha lido esses artigos quando estava na China, mas não os tinha percebido.

¹ θ e τ eram os nomes então dados a duas partículas com a mesma massa e o mesmo spin, mas cujos decaimentos observados eram diferentes. Representariam θ a τ mesma partícula? Era este o enunciado do chamado puzzle $\theta - \tau$, que só viria a ser resolvido quando Yang e Lee propuseram que as interações fracas violam a paridade.

² Por partículas "estranhas", neste contexto, entenda-se partículas de cuja constituição faz parte o quark "strange" ou o respetivo antiquark.

Nos seus artigos Onsager só enunciava os seus cálculos, mas não explicava o que estava a fazer. Em 1949, numa conversa casual com Quin Luttinger, fiquei a saber que os artigos de Onsager haviam sido clarificados por uma sua estudante de doutoramento, Bruria Kaufman. Depois disso, fiz um cálculo da magnetização espontânea do modelo de Ising. Esse artigo tornou-me imediatamente famoso entre a comunidade da Física Estatística, e manteve o meu interesse neste campo. Durante todos estes anos oscilei entre a Física Estatística e a Física das Partículas Elementares. É algo que eu recomendo a todos os jovens físicos: se trabalham somente numa área, às vezes essa área pode ficar parada, sem desenvolvimentos. Outras vezes não é a área que fica parada, mas tu próprio. Se trabalhas em duas áreas, podes encontrar outra coisa útil para fazer. Na verdade, nos anos 50 a Física Estatística não era um tópico muito na moda: não era considerado muito importante. Quando eu estava no Instituto de Estudos Avançados em Princeton, o director era John Oppenheimer. Ele nunca me disse nada directamente, mas eu tinha a impressão que ele me queria perguntar por que é que eu trabalhava em Física Estatística, que ele considerava inútil e que eu deveria trabalhar em coisas mais importantes. A razão por que eu pude continuar a dedicar algum tempo à Física Estatística foi por estar a obter resultados. Escrevi dois artigos sobre a transição de fase líquido-gás, e mais alguns artigos aplicados ao caso do hélio. A natureza destes artigos era puramente teórica, e consistia na resolução da equação de Schrodinger: não havia na altura maneira de os testar experimentalmente. Em 1995 foi obtido um condensado de Bose-Einstein, e os resultados que propusemos nos anos 50 foram finalmente verificados experimentalmente³, e creio que este assunto vai ter desenvolvimentos importantes nos próximos anos. Isto demonstra também como é importante escolher bem o problema em que se trabalha, mesmo que não tenha verificação experimental imediata: essa verificação pode não ser possível agora, mas ser em 30 ou 40 anos.

Deu-me muito gosto e foi muito proveitoso ter trabalhado em duas áreas distintas. Nos anos 60 havia uma guerra na Física de Partículas entre duas abordagens distintas, e eu fui trabalhando em Física Estatística com proveito. No final dos anos 60 tornou-se para mim claro, e eu escrevi-o explicitamente, que os dois campos beneficiariam com um maior contacto. As técnicas de Física Estatística seriam proveitosas em Teoria Quântica de Campo e vice-versa. Julgo que o tempo provou que eu tinha razão.

GF: Como é que o Prémio Nobel alterou a sua vida?

CNY: Produziu algumas alterações. Eu tornei-me rapidamente muito conhecido. E, é claro, produziu algum ruído na minha vida, passou a haver mais solicitações ao meu tempo e entrevistas como esta. Mas, em geral, não penso que tenha afetado dramaticamente a minha vida; fui capaz de continuar concentrado no meu trabalho académico. Este é outro assunto que merecia alguns estudos sociológicos. Pessoas diferentes lidam com esta situação de maneiras

³ Esta descoberta valeu a Eric Allin Cornell, Wolfgang Ketterle e Carl Wieman o Prémio Nobel de Física de 2001.



Medalha do Prémio Nobel, partilhado com Tsung Dao Lee em 1957. (Fotografia de 2007)

distintas e, para além disso, a reação depende da idade com que se recebe o Prémio Nobel. No meu caso foi bastante cedo e por muitos anos a minha principal concentração era na minha investigação.

GF: E a teoria de Yang-Mills? Era ainda um estudante de doutoramento quando teve a primeira ideia... como é que aconteceu? Pode contar-nos a história?

CNY: Se considerarem a teoria de Maxwell, as suas equações foram escritas usando um potencial vetor. A teoria é invariante se ao potencial vetor aplicarmos a chamada transformação de *gauge*. Quando eu era um estudante em Chicago, pensei que esta ideia de o Eletromagnetismo ser uma teoria invariante de *gauge* era muito bonita. Por que é que não podia ser generalizada? Nas primeiras duas horas de cálculos a generalização parece relativamente simples, mas eu tentei copiar o Eletromagnetismo e considerar um tensor de campo $F_{\mu\nu}$, um rotacional do campo de *gauge*⁴. Isso levou a uma confusão horrível em termos matemáticos, e eu tive que desistir. Mas a ideia era muito atraente e alguns meses depois eu decidi voltar ao assunto e voltei a “enkravar” no mesmo ponto. E isto aconteceu várias vezes. De facto, lembro-me particularmente de ter tido uma conversa ao almoço com Teller, ainda em Chicago. Perguntei-lhe acerca da possibilidade de generalizar uma teoria invariante de *gauge* para o caso em que a simetria não é descrita apenas por um fator de fase, como o eletro-

⁴ No Eletromagnetismo o “campo de *gauge*” é o 4-vetor potencial, correspondente ao fóton.

magnetismo, mas por um elemento do grupo $SU(2)$. Ele não estava particularmente interessado e eu não recebi nenhuma ajuda dali. Depois disso nada aconteceu durante alguns anos, a não ser que eu caía repetidamente no mesmo imbróglio, sempre que tentava. Mas gradualmente, com a descoberta de mais e mais partículas, a atratividade da ideia foi-se tornando mais evidente. A questão era: como obter um princípio fundamental com o qual fosse possível formalizar as interações entre todas estas novas partículas? Eu continuei a insistir e, finalmente, em 1954, no Laboratório Nacional de Brookhaven, onde eu estava a passar um ano como visitante, tive como companheiro de gabinete Bob Mills, que estava a acabar a sua tese de doutoramento com o Norman Kroll em Columbia e tinha arranjado lá emprego como *post-doc*. Na verdade, ele ainda não era oficialmente doutorado... então falámos de várias coisas e eu sugeri que voltássemos a olhar para a relação generalização da teoria de *gauge* e, desta vez, no ponto onde tinha bloqueado decidimos manter a quantidade $F_{\mu\nu}$ como um rotacional, mas acrescentar-lhe uma expressão quadrática com a ideia de que, se funcionasse, ótimo, caso contrário acrescentaríamos uma expressão cúbica e por aí fora. Felizmente, o termo quadrático foi suficiente e, em poucas horas, produziu grande clarificação e grande beleza.

Desta forma vimos que havia algo de muito bom nisto. Em janeiro ou fevereiro de 1954 já dispúnhamos de todos os pontos essenciais, mas havia a questão de qual era a massa da partícula correspondente a este campo de *gauge*. Essa questão requeria investigação mais complicada e usámos a ideia do Fermi de separação dos campos longitudinais e transversos, que ele havia desenvolvido nos anos 30 no Eletromagnetismo. Mas isso tornou-se muito complicado, o caso não abeliano não é assim tão simples. E enquanto estávamos a trabalhar nisso, Oppenheimer chamou-me ao Instituto de Estudos Avançados. Wolfgang Pauli ia estar durante esse ano no Instituto, tinha ouvido dizer que nós estávamos a trabalhar nisto e ficou muito interessado, tendo pedido a Oppenheimer para me convidar a dar uma palestra sobre o nosso trabalho, em Princeton. E eu fi-lo, em fevereiro de 1954. O que aconteceu nessa sessão em Princeton está resumido no comentário aos meus artigos selecionados. Incentivem-vos a lerem-no.⁵ Quando voltei dessa viagem, o Mills e eu continuámos a trabalhar no problema da massa da partícula de *gauge*. Parecia que essa massa seria zero automaticamente, como a do fóton no Eletromagnetismo, mas queríamos que ela fosse não nula. Porque se fosse zero punha-se a questão:

⁵ C.N. Yang, *Selected Papers 1945-1980 with Commentary*. Freeman and Co. 1983, p.525. A história em questão pode ser encontrada em Norbert Straumann, *Early History of Gauge Theories and Weak Interactions*, disponível em <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9609230.pdf>, pág. 18.

porque é que as partículas ainda não foram encontradas? Então produzimos um argumento que, à custa da renormalização, talvez produzisse uma massa, mas que não parecia ter muito sentido. Era um assunto muito difícil e finalmente concluímos que não sabíamos resolver o problema: nós queremos que o termo seja não nulo, mas não sabemos como fazê-lo; no entanto, a ideia é muito bonita. Então escrevemos um artigo que, no fim, se o lermos hoje, o que diz é essencialmente “esperamos que a massa seja não nula, mas não sabemos como fazê-lo”. Foi um artigo feliz porque a ideia era, de facto, bonita e nos anos 70 tornou-se claro que tínhamos acertado em cheio. A característica geral da ideia é que a simetria dita a interação: hoje conhecemos este princípio de gauge que especifica como a simetria produz as interações. Mas eu acho que a história não acaba aqui, ao longo dessa direção haverá muito trabalho adicional. Em particular, o casamento da gravidade com teoria do campo ainda não está propriamente feito. Mais coisas estão para aparecer nesta matéria.

GF: Esperava que a teoria de Yang-Mills se tornasse tão importante, tão fundamental?

CNY: Pensámos que era uma ideia bonita, e que deveria ser publicada. Ainda nem sabíamos sequer se tinha alguma relevância para a Física! Mas gradualmente as pessoas foram pegando nela. Autores russos (o artigo foi incluído num livro russo que coligia artigos sobre teoria quântica de campo publicados no Ocidente), pessoas como Gell-Mann, Kibble... No fim dos anos 60, muita gente já trabalhava neste assunto. Uma delas foi Sakurai, que queria muito obter uma aplicação fenomenológica da teoria. Mas o que ele fez foi quebrar a simetria de *gauge* através da adição de um termo de massa. Não chegou a lado nenhum. Entretanto, independentemente da teoria de Yang-Mills surgiu a ideia de quebra espontânea de simetria. Só quando as duas foram reunidas se chegou à teoria de Glashow, Salam e Weinberg.⁶ Esta teoria só foi aceite nos anos 70, pelo que demorou cerca de 20 anos até a ideia ser relevante para a Física Experimental.

GF: E quanto à relação da teoria de Yang-Mills com a noção de conexão em Matemática? Como teve essa ideia?

CNY: Essa é uma história muito interessante! Como disse, a teoria de Maxwell foi escrita usando um potencial vetor. Este potencial vetor viria a ser eliminado ainda no séc. XIX por Hertz e Heaviside. Eles consideravam o potencial vetor um “lixo”, e fizeram declarações muito exorbitantes de que tinham livrado a teoria eletromagnética do “lixo”! Ainda hoje se ensina que o potencial vetor não tem significado

físico. A razão para isso é que ele não é único: modifica-se se lhe aplicarmos a tal transformação de *gauge*. Mas foi o potencial vetor que levou Maxwell a escrever as suas equações. Maxwell tinha uma intuição do que o potencial vetor representava: chamou-lhe “momento eletromagnético”. Hoje sabemos que está relacionado com a noção matemática de conexão. Uma característica das conexões é que não estão unicamente definidas: podem ser transformadas umas nas outras, por transformações semelhantes às de gauge. Estas ideias são muito subtis. No momento em que entendermos este ponto, surge um novo conceito de grandeza física: pode não estar unicamente definida, mas ter efeitos fisicamente mensuráveis. Demorou algum tempo até os físicos se aperceberem disto. No meu caso, eu só me apercebi da relação do potencial vetor com as conexões no final dos anos 60, quando estava em Stony Brook a dar aulas de Relatividade Geral. Escrevi no quadro o tensor de curvatura de Riemann, e olhando para ele apercebi-me de que era análogo ao tensor de campo eletromagnético: tem um rotacional,



Em conversa com Robert Mills, em 1999. (Fotografia de Nu Xu)

e termos quadráticos na conexão. Ocorreu-me que não era uma mera semelhança: aqueles tensores eram exatamente o mesmo, se olhados do ponto de vista das conexões. Fui ter com James Simons, na altura diretor do Departamento de Matemática de Stony Brook, e mostrei-lhe as equações de campo de uma teoria de Yang-Mills. Perguntei-lhe se já as tinha visto, e ele respondeu-me que aquilo eram conexões num fibrado. Foi a primeira vez que ouvi falar num fibrado! Acabei por lhe pedir para nos dar (aos membros do Instituto de Física Teórica) uma série de palestras sobre este assunto, depois das quais eu escrevi um artigo com T.T. Wu aplicado ao eletromagnetismo. Aceitar o papel das conexões nas simetrias da Física Quântica foi um dos principais avanços conceptuais das últimas décadas.

GF: O que pensa dos mais recentes progressos na teoria de Yang-Mills e em supersimetria e supercordas?

CNY: Na primeira vez que ouvi falar em supersimetria, pensei que a ideia não poderia estar correta, uma vez que os diagramas de Feynman dos bosões e dos fermiões são completamente diferentes. Mas eu estava errado, e acabei por me convencer de que aquela simetria poderia permanecer em todas as ordens em teoria de perturbações, e que o conceito de supersimetria continha sem dúvida um nível profundo de beleza matemática. Mais tarde, nos anos 80, surgiu a teoria de cordas, e continua a ser uma área a

⁶ Yang refere-se ao mecanismo de Higgs e ao Modelo Padrão das Interações Eletrofracas.

motivar muito trabalho teórico. Na minha opinião, a teoria de cordas tem uma estrutura bastante elegante e é bastante atraente intelectualmente. É por isso que tanta gente jovem e brilhante trabalha nela. Mas quando um jovem estudante vem ter comigo e me pergunta se deveria trabalhar nesse assunto, dou dois conselhos: não fiques parado nesse assunto por muitos anos, pois tens que finalizar a tua tese rapidamente; e deverias dedicar-te paralelamente a outra área da Física, pois existe a possibilidade de a teoria de cordas, apesar de ser muito bonita, não ter nada a ver com a realidade. Um caso foi o de Shoucheng Zhang, aluno do Instituto de Física Teórica em Stony Brook: trabalhou em teoria de cordas, mas seguiu o meu conselho, doutorou-se depressa e gradualmente passou a dedicar-se à teoria da matéria condensada, onde hoje é uma estrela, um professor catedrático na Universidade de Stanford. O que ele aprendeu a estudar teoria de campo e teoria de cordas foi



Com James Simons

muito útil para o seu trabalho em Física Teórica da Matéria Condensada. Este caso ilustra o que eu penso da teoria de cordas: é interessante, é útil aprendê-la, mas tem em conta que pode não vir a ser a carreira da tua vida.

GF: Teve um papel fundamental no desenvolvimento da investigação na Universidade de Stony Brook, hoje reconhecida internacionalmente. Antes de vir para Stony Brook estava em Princeton, no Instituto de Estudos Avançados. Por que é que decidiu trocar um dos melhores centros de pesquisa do mundo por uma universidade nova e na altura desconhecida?

CNY: Eu estava no Instituto de Estudos Avançados, que não é a Universidade de Princeton: tem professores e investigadores de pós doutoramento, mas não tem alunos. Eu estava muito feliz lá: foi o período da minha vida onde os meus melhores trabalhos foram feitos. A meio dos anos 60, o campus de Stony Brook foi construído e John Toll, um físico, foi indigitado como reitor. Eu conhecia-o de Princeton, por ele ter feito o seu doutoramento na Universidade. Logo após ter sido indigitado reitor, em 1965, ele visitou-me lá. Disse-me que tencionava estabelecer Stony Brook como uma universidade de referência na investigação e pediu-me que o ajudasse vindo para cá. Eu primeiro hesitei, pois o meu trabalho estava a correr muito bem. Mas apercebi-me de algumas coisas. A primeira é que não tinha contacto com estudantes de doutoramento. Poder trabalhar na formação de estudantes é algo muito gratificante, e essa

foi uma das razões que me fizeram mudar para cá. Outra foi poder beneficiar da proximidade do Laboratório Nacional de Brookhaven. A última foi ter-me apercebido de que o Instituto de Estudos Avançados era uma espécie de torre de marfim. Estar numa torre de marfim tem as suas vantagens, mas não se está ligado ao resto da sociedade. Construir uma universidade é algo apreciado pela sociedade, e pela própria pessoa... após algum debate familiar, e após uma visita (agradou-nos este ser um lugar perto do mar), decidimos pela mudança no verão de 1966.

GF: Como é que vê o mercado de trabalho em Física? Como é que a escolha de um tema de trabalho afeta a empregabilidade?

CNY: Sempre disse aos alunos de doutoramento que a escolha do tema de trabalho certo para cada um era da maior importância. Quando olhamos para um departamento de uma universidade de topo, em geral os alunos de doutoramento são todos muito bons. Se olharmos para os percursos desses mesmos alunos 20 anos mais tarde, veremos muitas diferenças. A principal razão para essas diferenças é que alguns desses alunos trabalharam em campos que progrediram, enquanto os outros trabalharam em campos que estagnaram. A questão é: como encontrar um campo que vá progredir? É complicado: mesmo se souberem identificar um desses campos, poderão não estar nas circunstâncias de entrar nele. Como disse atrás, na minha opinião um campo que poderá ter muito progresso é a física atómica e molecular, principalmente assuntos relacionados com a condensação de Bose-Einstein. Vou contar-vos outra história. A meio dos anos 70 tinha um aluno de doutoramento, Alexander Wu Chao, a escrever uma tese em Física Teórica de Partículas. Publicámos alguns artigos juntos e ele era um bom aluno. Mas eu disse-lhe que ele deveria aprender também teoria de aceleradores de partículas, e apresentei-o ao grupo respetivo do laboratório de Brookhaven. Quando ele defendeu a sua tese, tinha propostas de pós-doutoramento em ambos os campos. Aconselhei-o a prosseguir na teoria de aceleradores. Disse-lhe que a Física de Partículas Elementares é um campo que tem poucos problemas e está cheio de gente inteligente a trabalhar nele, enquanto na física dos aceleradores passa-se exatamente o contrário: está cheia de problemas, e não tem tanta gente tão brilhante. A probabilidade de ele singrar nesta última era muito mais elevada. Ele estava relutante mas seguiu o meu conselho. Mais tarde viria a dizer-me que aquele foi o melhor conselho que alguém lhe deu na vida, pois ele escreveu um artigo muito influente sobre como polarizar os feixes dos aceleradores e tornou-se professor nessa área em Stanford. Fico contente por ter alguma influência nas carreiras de pessoas jovens.

Medir $g = (9,83 \pm 0,02) \text{ m/s}^2$ na queda de uma esfera

Rui Agostinho¹, Ana Tavares Sousa²

1. Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa
rui.agostinho@ciencias.ulisboa.pt

2. Escola Secundária Stuart Carvalhais - Agrupamento de Escolas de Massamá
anatsousa@hotmail.com

Resumo

Do programa de Física e Química A do Ensino Secundário consta a atividade laboratorial *Queda livre*, com o objetivo de determinar o valor da aceleração gravítica e verificar que o mesmo não depende da massa. Construiu-se uma montagem que permite obter resultados consistentes, reproduzíveis, com ótima exatidão: $g=(9,83\pm 0,02) \text{ m/s}^2$. Destacam-se pormenores experimentais, muitas vezes descurados, mas que originam resultados de baixa exatidão. É discutido o seu impacto na degradação do resultado de g , que facilmente atinge 12 m/s^2 .

1. Introdução

A atividade laboratorial *Queda livre* integra o programa de Física e Química A do 11.º ano [1]; tem como objetivo determinar o valor da aceleração gravítica terrestre g por medição indireta e verificar que esta grandeza é independente da massa do corpo em queda.

As montagens habitualmente usadas nesta atividade têm limitações que afetam grandemente a exatidão do resultado. Na maioria dos protocolos, são utilizadas fotocélulas que medem o tempo de passagem do corpo pelo feixe de luz e daí calcula-se a sua velocidade nessa posição. A precisão na medição deste tempo é determinante para a exatidão no valor do g .

Construiu-se uma montagem de fácil manuseamento que permite obter resultados consistentes e reproduzíveis, de forma rápida. Para averiguar o impacto das condições experimentais na determinação de g , variou-se a altura entre a posição de largada do corpo e a primeira fotocélula e a sua distância à segunda fotocélula. Averiguou-se o impacto destas alturas nos dados de tempo adquiridos, de

forma a obter o valor de g com uma incerteza nas centésimas, para ter uma exatidão no mínimo às décimas, isto é $9,8 \text{ m/s}^2$.

Outros fatores importantes são as oscilações sofridas pelo corpo na largada, que o desviam da trajetória vertical e o alinhamento desta com as fotocélulas, de modo a que seja exatamente o diâmetro da esfera a interromper o feixe de luz. Estes desalinhamentos conduzem a erros sistemáticos que são discutidos.

2. A montagem experimental

A montagem experimental utilizada consiste em duas fotocélulas colocadas num suporte vertical e em um eletroímã, controlado por uma fonte de tensão variável. O eletroímã segura as esferas de aço usadas como corpo em queda. As fotocélulas encontram-se ligadas a uma interface *ScienceWorkshop 500*, sendo a aquisição de dados feita com o programa *DataStudio*, tudo material da PASCO. A montagem é ilustrada na figura 1. O eletroímã tem um orifício no eixo central que permite a passagem de um fio-de-prumo e a colocação da esfera centrada no eletroímã, de modo a não sofrer desvios à verticalidade da trajetória,



Fig. 1 - Montagem experimental

quando largada (figura 2). A fonte de tensão ligada cria um campo magnético através da bobina, que segura a esfera. Desligando a fonte de tensão, o campo magnético deixa de existir e a esfera cai.



Fig. 2 - Orifício do eletroiman que segura a esfera.

As fotocélulas são posicionadas de modo a que o feixe de luz seja horizontal, isto é perpendicular à trajetória da esfera. É medido o tempo de passagem t_D , do diâmetro D da esfera por cada um dos feixes luminosos e o tempo da trajetória da esfera entre as duas células, t_{12} . Calcula-se a velocidade de passagem da esfera pelo feixe luminoso e a aceleração gravítica, pelas equações (1) e (2), respetivamente, em que $v_2 - v_1$ é a diferença de velocidades de passagem da esfera nas duas fotocélulas.

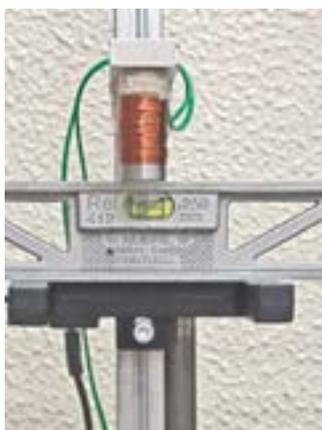
$$v = \frac{D}{t_D} \quad (1)$$

$$g = \frac{v_2 - v_1}{t_{12}} \quad (2)$$

3. Cuidados experimentais e os erros sistemáticos

3.1. Horizontalidade das fotocélulas

Se o feixe de luz não estiver horizontal, o espaço percorrido pela esfera ao atravessar o feixe será maior do que o seu diâmetro D , medindo-se por isso um tempo de passagem maior que o correto (equação 6). Tal conduz a um valor de



velocidade por defeito (equação 1). Esta horizontalidade é verificada colocando um nível de bolha em cima das fotocélulas (figura 3).

Fig. 3 - Horizontalidade das fotocélulas

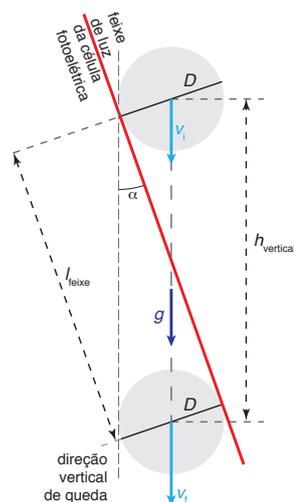


Fig. 4 - Queda vertical de uma esfera que interrompe um feixe de luz inclinado

A figura 4 mostra um esquema da queda vertical da esfera, onde se colocou o feixe de luz inclinado de um ângulo α (exagerado) em relação à vertical. A esfera cai duma altura $h_{vertical}$ enquanto atravessa o feixe de luz, mas percorre uma distância l_{feixe} sobre o mesmo. Porém é sempre o diâmetro D da esfera que atravessa perpendicularmente o feixe (figura 4). A relação entre D e estas distâncias é:

$$l_{feixe} = \frac{D}{\text{tg } \alpha} \quad \text{e} \quad h_{vertical} = \frac{D}{\text{sen } \alpha} \quad (3) \text{ e } (4)$$

Como o movimento é acelerado (velocidade final $v_f > v_i$, velocidade inicial), durante o tempo t_D em que a esfera corta o feixe de luz, as componentes paralelas ao feixe levam a que

$$l_{feixe} = v_{0//} t_D + \frac{1}{2} a_{//} t_D^2 \quad (5)$$

com $v_{0//} = v_i \cos \alpha$ e $a_{//} = g \cos \alpha$. Deduz-se que o tempo t_D em que a esfera interrompe o feixe de luz é:

$$t_D = \frac{1}{g} \left(\sqrt{v_i^2 + 2g \frac{D}{\text{sen } \alpha}} - v_i \right) = \frac{1}{g} (v_f - v_i) = \frac{1}{g} \Delta v \quad (6)$$

O termo entre parêntesis representa o aumento de velocidade da esfera, Δv , enquanto atravessa o feixe de luz. Como a boa horizontalidade do feixe faz $\text{sen } \alpha \approx 1$, Δv é relativamente maior para um v_i pequeno, pois o termo $2gD$ torna-se importante face a v_i . Assim, o maior aumento percentual em v_i acontece na primeira fotocélula, quando a velocidade da esfera é menor (figura 5). Nesta situação e para diâmetros de 35 mm, Δv pode atingir valores de 0,5 m/s (quase 100 % de aumento). Para esferas de 20 mm e na fotocélula inferior Δv pode ser inferior a 0,1 m/s ($\leq 5\%$). Estes valores não são desprezáveis.

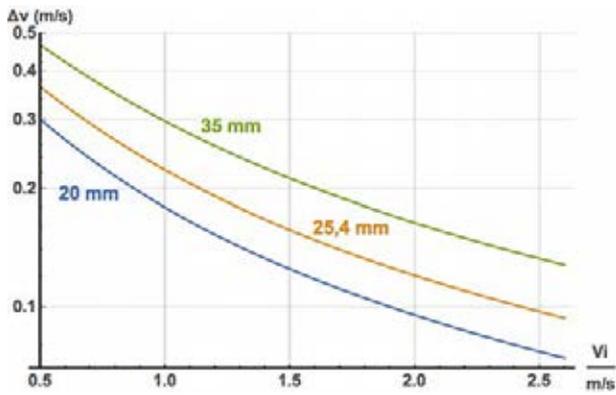


Fig. 5 - Aumento da velocidade Δv da esfera, na passagem na fotocélula, em função da velocidade inicial v_i , para três diâmetros: 35 mm, 25,4 mm e 20 mm (de cima para baixo)

Sendo o movimento uniformemente acelerado, demonstra-se que a velocidade v de passagem na fotocélula, calculada pela equação (1) e usando a equação (6), é dada por

$$v = \frac{D}{t_D} = \frac{1}{2} \operatorname{sen} \alpha (v_f + v_i) = \operatorname{sen} \alpha \left(v_i + \frac{1}{2} \Delta v \right) \quad (7)$$

Por outro lado, uma pequena inclinação do feixe à horizontalidade produz tempo t_D ligeiramente maiores (0,02 %, para $\alpha = 85^\circ$) obtendo-se por isso uma velocidade v menor (0,24 %). Como se vê este fator não é predominante (equação 7).

3.2. Garantir o corte do feixe de luz pelo diâmetro da esfera

No início da queda, a velocidade da esfera não pode ter uma componente horizontal. A largada com o eletroímã resolve esta questão (figura 2). Para tal, torna-se também necessário garantir a verticalidade do eletroímã, para que a esfera não resvale ao longo deste (figura 6a).

Esta verticalidade é também fundamental para que o feixe de luz das fotocélulas seja interrompido pelo diâmetro da esfera. Se o feixe de luz estiver desviado da trajetória de queda (distância d na figura 6b) então será cortado por uma corda $D' < D$, sendo D o diâmetro da esfera. Demonstra-se que a relação entre D e D' é (note-se que $\beta \ll 1$):

$$D' = \sqrt{D^2 - 4d^2} = \sqrt{D^2 - 4(\beta h_{queda})^2} \quad (8)$$

Como D' é usado para medir o tempo de passagem da esfera no feixe, obtêm-se tempos t_D inferiores aos corretos e pela equação (1) calculam-se sempre velocidades por excesso. Note-se que este erro diminui para desvios d e alturas h_{queda} menores. Além disso, a altura de queda até ao feixe aumenta ligeiramente de $\Delta h_{queda} = (D - D')/2$. A partir das equações do movimento uniformemente acelerado deduz-se que a velocidade inicial aumenta de

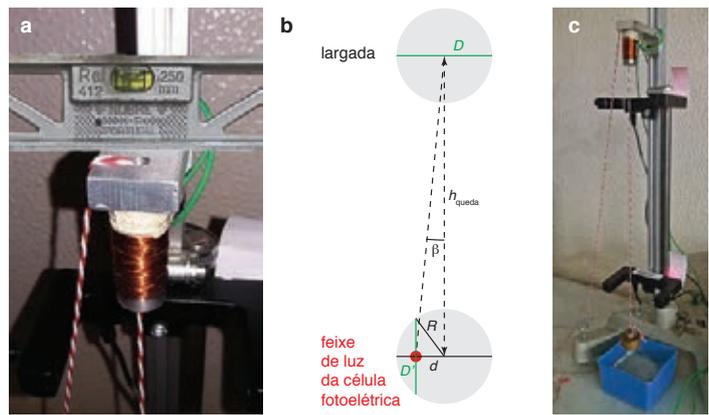


Fig. 6 - Posicionamento das fotocélulas na trajetória de queda da esfera: a) Verticalidade do eletroímã; b) Esquema do corte do feixe de luz numa corda da esfera; c) Interrupção do feixe de luz.

$\Delta v_{D'} \approx \frac{1}{2} g \frac{D-D'}{v_i}$ se $\Delta h_{queda} \ll \frac{1}{2} \frac{v_i^2}{g}$. Estas equações foram sempre usadas nos cálculos e geraram os gráficos das figuras 7 a 9.

Para garantir este alinhamento, utilizou-se um fio-de-prumo, que passa pelo centro do eletroímã e colocou-se papel por detrás dos LED das fotocélulas (figura 6c), que permite visualizar a interrupção do feixe de luz pelo fio-de-prumo, indicando que será o diâmetro da esfera a interrompê-lo.

3.3. Efeito da massa, do diâmetro da esfera e do atrito aerodinâmico

Considerando os sensores alinhados e que a força de atrito aerodinâmico aumenta com o diâmetro e a velocidade, em $(vD)^2$, e a massa é proporcional a ρR^3 , deduz-se que a aceleração causada pelo atrito aerodinâmico é dada por $\frac{3}{4} C_D v^2 \rho_{ar} / (\rho_{esfera} D)$, com o coeficiente de atrito aerodinâmico $C_D = 0,45$. Assim, esta aceleração diminui com o diâmetro e a densidade da esfera, mas aumenta com a sua velocidade. Além deste atrito, existe também a impulsão do ar. A aceleração devida à impulsão subtrai-se à gravítica, resultando numa aceleração efetiva $g_{ef} = g(1 - \rho_{ar}/\rho_{esfera})$.

Em todos os cálculos subsequentes, foram sempre considerados o atrito aerodinâmico e a impulsão do ar. O instante de passagem da esfera por cada feixe foi calculado do mesmo modo que o *DataStudio* o faz: o valor médio entre os instantes de bloqueio e desbloqueio da luz, isto é $t = 1/2(t_i + t_f)$. Com estes dados, obtiveram-se os valores de t_D e v (equação 7). Note-se que v calculado pela equação 7 é diferente da velocidade correspondente ao instante t , alterando ligeiramente o valor de g obtido pela equação 2.

A figura 7 mostra os resultados teóricos para esferas de plástico ($\rho = 1,51 \text{ g/cm}^3$) e aço ($\rho = 7,86 \text{ g/cm}^3$), que caem duma altura de 30 cm. As linhas a tracejado indicam as posições das fotocélulas. Os valores $\Delta v/\Delta t$ são calculados usando as velocidades medidas na passagem por cada fotocélula. A diferença de g a $9,80 \text{ m/s}^2$ na largada da esfera, deve-se à impulsão do ar. Como se pode observar, para a esfera de plástico esta força não é desprezável. A figura 8 mostra a variação de g em função do diâmetro da esfera. Verifica-se que quanto maior o diâmetro,

melhor a exatidão no valor de g . O uso de esferas de aço em vez de borracha ou plástico e com diâmetros entre 30 mm a 40 mm minimiza estes efeitos.

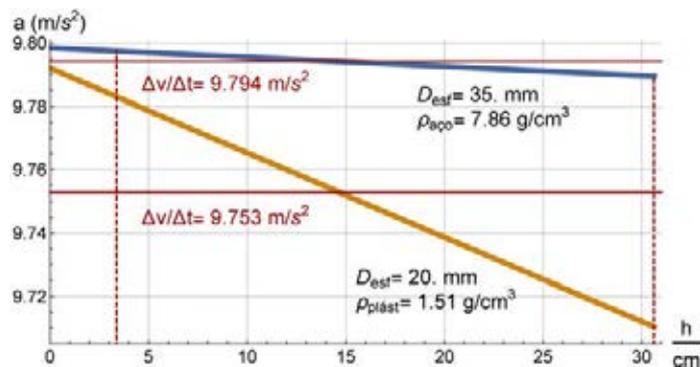


Fig. 7 - Aceleração de esferas de plástico e de aço

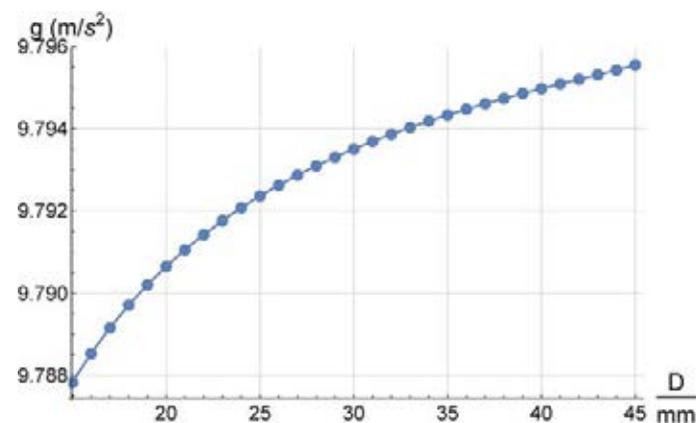


Fig. 8 - g em função do diâmetro da esfera

3.4. Os alinhamentos da montagem na determinação de g

Calcularam-se os tempos de passagem duma esfera de diâmetro D por duas fotocélulas espaçadas de 28,0 cm, estando a primeira afastada de 4,5 cm do eletroímã. Com recurso a todas as equações anteriores determinaram-se valores de g , para diferentes desvios d dos feixes de luz à trajetória vertical de queda, para um ângulo de horizontalidade do feixe $\alpha = 90^\circ$ do feixe. Na figura 8 apresentam-se

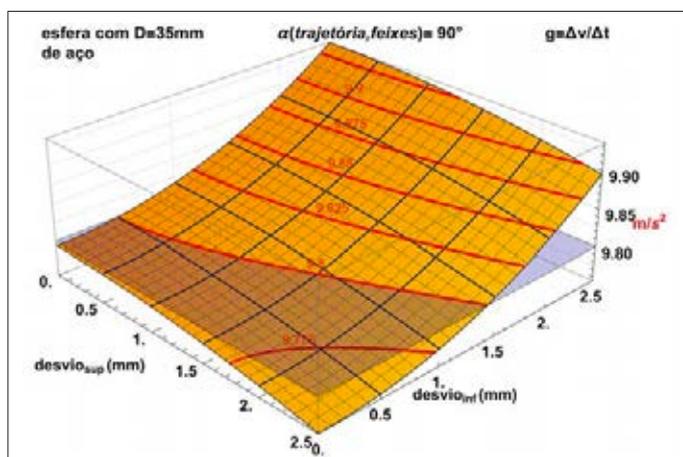
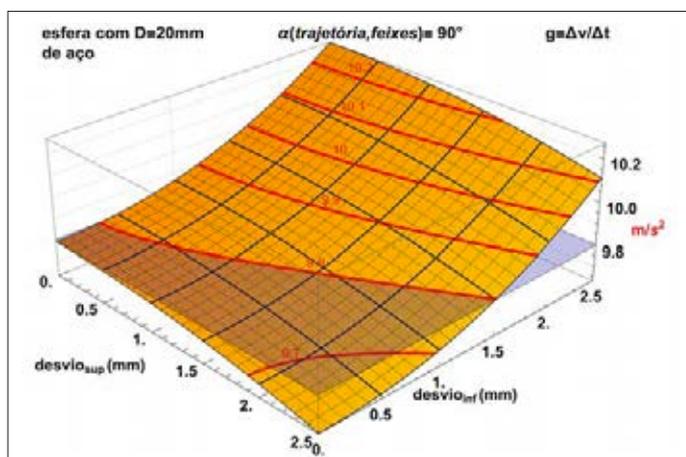


Fig. 9 - Valores de g em função do desvio d (mm) dos feixes superior e inferior ao centro da esfera.

os resultados destes cálculos para as esferas de menor e maior diâmetro. Fazendo $\alpha = 87^\circ$ o valor de g diminui de $\approx 0,02 \text{ m/s}^2$, em todas as situações.

4. Resultados experimentais

Fizeram-se medições de tempos de passagem nas fotocélulas de duas esferas de aço com massas $m_1 = (67,13 \pm 0,01) \text{ g}$ e $m_2 = (174,90 \pm 0,01) \text{ g}$, diâmetros $D_1 = (25,40 \pm 0,01) \text{ mm}$ e $D_2 = (34,95 \pm 0,01) \text{ mm}$. Fizeram-se 40 lançamentos para cada esfera.

4.1. A incerteza na medição do tempo

Grande parte das interfaces acopladas aos sensores estão limitadas a uma precisão de 10^{-4} s . Quanto maior for a velocidade com que a esfera interrompe o feixe de luz, menor será o número de Algarismos significativos registados e, conseqüentemente, menor a precisão no g calculado. Por exemplo: quando a esfera D_1 cai de uma altura de 10 cm, passa na célula mais alta (c1) em 0,0181 s (valor registado pelo *DataStudio*); para a célula inferior (c2), a 50 cm de distância da largada, o programa regista um tempo de passagem $t_{D_2} = 0,0081 \text{ s}$. Tal produz uma incerteza em g da ordem de 0,01 m/s^2 . A mesma situação para a esfera D_2 conduz a $t_{D_1} = 0,0249 \text{ s}$ e $t_{D_2} = 0,0111 \text{ s}$, obtendo-se uma incerteza de 0,001 m/s^2 em g .

Destes dados, verifica-se que é importante usar esferas de diâmetros grandes, distâncias curtas ao ponto de largada e pequenas distâncias entre as fotocélulas. Pelas leis do movimento, a velocidade inicial depende da altura de queda, conduzindo à escrita da equação (6) como

$$t_D = v_i \left(\sqrt{1 + \frac{D}{h \sin \alpha}} - 1 \right) \quad (9)$$

	$t_{D1}(s)$	v_{1i} (m/s)	t_{D2} (s)	v_{2i} (m/s)	Δt (s)	g (m/s ²)	erro g (m/s ²)	% erro
$m_1 = 67,13$ g $D_1 = 25,40$ cm	0,03007	0,84475	0,01015	2,5028	0,16926	9,796	-0,005	0,05
	0,03112	0,81629	0,01014	2,5051	0,17103	9,875	0,074	0,76
	0,03110	0,81672	0,01017	2,4988	0,17103	9,835	0,034	0,35
$m_2 = 174,90$ g $D_2 = 34,95$ cm	0,04653	0,75113	0,01416	2,4688	0,17548	9,788	-0,013	0,13
	0,04832	0,72332	0,01414	2,4710	0,17768	9,836	0,035	0,36

Tabela1 - Valores experimentais médios para a queda de duas esferas de aço

Para uma altura h menor e um diâmetro D maior, obtêm-se maiores tempos de passagem no feixe de luz, isto é, com mais algarismos significativos. Tendo em conta os fatores descritos e experiências realizadas, escolheram-se distâncias $h_1 \approx 4,7$ cm entre o ponto de largada e a primeira célula, e $h_{12} \approx 28$ cm entre as duas células.

4.2. Resultados obtidos

A velocidade de passagem das esferas em cada célula foi calculada pela equação (1), vulgarmente usada, mas também utilizando a equação (6), que requer uma solução numérica do valor de v_i em cada caso, usando $\alpha = 90^\circ$. Os resultados finais entre os dois tratamentos pouco diferem. Optámos por apresentar aqui os resultados referentes ao uso das equações (1) e (2) por serem os trabalhados na prática – Tabela 1.

O valor médio de g obtido nestas cinco medições é de $(9,83 \pm 0,02)$ m/s², verificando-se também que é independente da massa das esferas. Este valor é coerente com o obtido com um gravímetro [2] ($g = (9,800\ 71 \pm 0,000\ 02)$ m/s²) na sala do 4.º piso do edifício C8 da FCUL no Campo Grande, em Lisboa.

5. Conclusão

Mostrou-se que para a obtenção de valores de g com uma precisão às centésimas e uma exatidão média superior a 99,5 % devem-se ter os cuidados experimentais descritos: usar corpos esféricos, de massa volúmica superior a pelo menos 5 g cm⁻³, fazer os alinhamentos horizontais e verticais em toda a montagem experimental, escolher alturas entre a posição de largada e a primeira fotocélula de cerca de 5 cm e entre fotocélulas até 30 cm; a montagem deve estar sobre uma base robusta e estável, para evitar oscilações e flutuações nas medições. Os cuidados experimentais requeridos minimizam os erros sistemáticos mas não os eliminam. A figura 8 evidencia que mesmo com a montagem perfeitamente alinhada o valor de g está sempre afetado de um desvio ao valor de referência. Tal deve-se ao próprio processo de medição e cálculo das velocidades de passagem da esfera pelos feixes de luz.

Referências

1. C. Fiolhais *et al*, *Programa de Física e Química A, 10.º e 11.º anos - Componente de Física*, Ministério da Educação e Ciência (2014).
2. Carlos M. Antunes (FCUL, comunicação privada, 2013) com dados do Instituto Geográfico Português, Direção de Serviços de Geodesia (2004)
3. Kurt Wick e Keith Ruddick: *An accurate measurement of g using falling balls*, Am. J. Phys. 67, 11 (nov. 1999)
4. R. Agostinho, A. T. Sousa, *Como medir sempre $9,81 \pm 0,05$ m/s² na queda duma esfera*, 26.º Encontro Ibérico para o Ensino da Física, 20.ª Conferência Nacional de Física, Univ. Minho, Braga, (set. 2016)



Ana Tavares Sousa é doutorada em Química pela FCUL, tendo feito investigação experimental na área da Química-Física, num grupo de Termodinâmica e Propriedades de Transporte. Há bastantes anos que leciona Física e Química A no Ensino Secundário.

Atualmente interessa-se pela didática da Física e da Química experimental e pela sua divulgação.



Rui Agostinho é doutorado em Astronomia e Astrofísica pela Universidade da Carolina do Norte em Chapel Hill, EUA, É Professor Auxiliar na Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, onde se licenciou em Física. É investigador do Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço na área da astronomia

galáctica. Há muito tempo que desenvolve atividades ligadas com a didática e as metodologias de ensino da Física e Astrofísica.

Será que a carga horária de Físico-Química influencia os estudantes no seu gosto pela Física?

Pedro Mendes

Estudante de Mestrado em Engenharia Física Tecnológica no Instituto Superior Técnico

pedro.s.mendes@tecnico.ulisboa.pt

Resumo

Foi preenchido por 126 estudantes do ensino secundário um questionário com dez perguntas na fase regional das Olimpíadas da Física 2017. Este inquérito consistia em cinco perguntas pessoais e cinco questões relativas ao percurso escolar na disciplina de Físico-Química. No final, os estudantes responderam ainda se pretendiam ter Física como disciplina no 12.º ano e/ou seguir um curso de Física/Eng. Física (EF) no ensino superior. Os resultados são aqui apresentados e mostram que a carga horária é o fator mais relevante.

A Matemática é comumente considerada a disciplina mais difícil no sistema educativo português, sendo um dos principais motivos para os estudantes que seguem as áreas de Artes e/ou Humanidades, no ensino secundário, tomarem essa opção. No entanto, a sua importância na sociedade é clara para a maioria das famílias, sendo por essa razão a disciplina com mais oferta e procura de serviços de explicações.

Um dos principais problemas que advém deste preconceito é a forma como os estudantes abordam a disciplina de Físico-Química, mesmo tendo em conta que os resultados de 2016 indicam a melhor nota média no exame de 11.º ano dos últimos nove anos. No meu caso pessoal, todas as professoras que tive de Físico-Química (e, posteriormente, de Física de 12.º ano) eram formadas na área da Química e não conheci ninguém que fosse formado ou estivesse a estudar Física ou Eng. Física na universidade; assim, fui tentar perceber qual a opinião de uma amostra pequena, mas interessada, em relação a seguir o caminho de nomes como Isaac Newton, Albert Einstein e Richard Feynman!

Existem muitos artigos a apontar os benefícios de um método de estudo interativo e planeado no desempenho

dos estudantes na escola [1]; porém, um estudo recente na Nova Zelândia [2] mostra que os professores questionados não consideravam a Física como uma ciência relevante, pelo dificuldade em relacionar o que ensinavam (?) nas aulas com o dia-a-dia, devido à clássica abordagem do “quadro e giz”. Outros autores concluíram que a maneira como os professores de ciência ensinam é, normalmente, igual àquela como aprenderam [3]; é por isso que o grupo de Isaac Buabeng, primeiro autor do artigo neozelandês referido acima, expressa a sua preocupação com o facto de que a sua amostra de 104 professores raramente utiliza as Tecnologias de Informação e Comunicação (TIC) para ensinar. No entanto, eles defendem que a culpa não é dos professores, uma vez que estes devem ser sujeitos a formações para serem capazes de usar eficientemente as TIC, e que a profissão não tem o reconhecimento social adequado em termos de estatuto, salário e incentivos¹, uma vez que a maioria dos estudantes analisados não pretendia tornar-se professor. O artigo leva-nos a concluir que a Nova Zelândia partilha do mesmo problema de especialização de que falei no segundo parágrafo: Buabeng refere que a maioria dos professores de Ciências no país são formados em Biologia, o que prejudica o ensino da Física, uma vez que os professores que a ensinam não têm, conseqüente e naturalmente, tanto gosto em ensiná-la; entramos num ciclo em que o mau ensino leva à falta de interesse, e a falta de interesse leva ao mau ensino. Foram de igual modo encontradas conclusões semelhantes em países como a Austrália [4,5], a Noruega [6] e o Quênia [7].

Foi com base nesta investigação prévia que foi

¹ O artigo refere possíveis incentivos para formados em Física com vista a seguirem uma carreira no ensino pré-universitário.

distribuído um questionário a estudantes do 10.º e 11.º anos no passado dia 29 de abril, na fase regional da edição das Olimpíadas da Física deste ano. Lisboa (região Sul), Madeira e Açores foram os locais contemplados, sendo que, por motivos logísticos, não foi possível ter os resultados dos Açores a tempo de os analisar². Foram recolhidos resultados de 108 estudantes da região sul, 16 da região madeirense e dois sem identificação da localização da escola. A condição essencial para o questionário poder ser considerado para este estudo foi o estudante ter, pelo menos, uma das questões relativas à escolha futura (Física no 12.º ano ou no ensino superior) clara e inequivocamente respondida.

Estudo dos fatores que influenciam a escolha da Física

Este questionário está a ser realizado no âmbito da cadeira de Introdução à Investigação, do mestrado em Engenharia Física Tecnológica, do Instituto Superior Técnico.

1. Ano de escolaridade:

2. Sexo:

Masculino

Feminino

Outro

3. Localização da escola:

Principais metrópoles (Lisboa ou Porto)

Outra capital de distrito

Sede de concelho

Freguesia

Outro (escolher em conjunto com outra opção)

Fig. 1 - Primeiras três perguntas do questionário.

Inicialmente, caracterizou-se a amostra, para se poder de seguida comparar os diversos fatores em estudo com a propensão (ou a sua ausência) para continuar a estudar Física. Cerca de três em cada cinco estudantes pretendem escolher Física como opção de 12.º ano, ao passo que um pouco mais de um quarto não está interessada em o fazer. Acerca do percurso no ensino superior, as percentagens estão bastante mais equilibradas; na verdade, menos de 40 % dos estudantes participantes nas Olimpíadas pretende seguir um curso de Física. Cruzando estas duas tendências, comprovou-se ainda que apesar de mais de três quartos dos estudantes que escolhem Física no 12.º quererem continuar nesta área na universidade, cerca de 25 % nem sequer tem a disciplina como opção no último ano do secundário.

Caracterizando, agora, o típico estudante que respondeu ao inquérito: os pais são, pelo menos, licenciados noutra área que não a Física, a sua

² Esta investigação foi feita no âmbito da cadeira de Introdução à Investigação, do Mestrado em Engenharia Física Tecnológica do Instituto Superior Técnico.

escola localiza-se numa sede de concelho, o rendimento mensal do agregado familiar (RMAF) situa-se entre 1500 e 3000 euros, é rapaz e frequenta o 11.º ano. Já em relação aos fatores escolares: o programa de Física costuma ser cumprido, as aulas laboratoriais de Física costumam ser realizadas na sua maioria (apesar de achar que a carga horária das mesmas é baixa) e o método de avaliação e a carga horária das aulas teóricas são adequados.

Analisando os resultados, todos os estudantes cujo RMAF é inferior a 600 euros pretendem estudar Física no ensino superior, ao passo que o grupo mais representado quer frequentar a disciplina, mas não mais do que isso. Quanto à educação, observamos que a maioria dos estudantes dos dois extremos (um dos pais formados em Física e um dos pais sem o 9.º ano concluído) pretende continuar a estudar Física, ao passo que o grupo onde o critério é ter terminado o ensino secundário não quer fazê-lo de todo.

Pegando na localização da escola, e excluindo a Madeira, a probabilidade dos alunos continuarem na área da Física decresce proporcionalmente à importância da localidade onde a escola se encontra – o que parece indicar que a Física pode não ser vista como tão entusiasmante em áreas urbanas menores, onde a oferta académica é, também ela, mais reduzida.

O único fator académico (FA) que parece influenciar decisivamente a opção dos estudantes no seu percurso escolar futuro é a carga horária das aulas laboratoriais (CHAL). Ao passo que em qualquer outro (FA) a percentagem de estudantes que pretende continuar a estudar Física, quer no 12.º ano, quer na universidade, é superior a 50%, o excesso de CHAL – mesmo apesar da maioria achar que as aulas laboratoriais não são suficientes – é responsável por desencorajar os jovens: apenas um em oito estudantes que acham a sua CHAL exagerada pretende estudar Física ao nível universitário.

Cerca de três em cada cinco estudantes acreditam que a sua CHAL não é adequada, e a percentagem dos que entendem que, quer a carga horária teórica, quer a laboratorial, são adequadas em simultâneo, não chega sequer aos 30%. Embora seja surpreendente que os estudantes sejam aparentemente mais influenciados por acreditarem que têm demasiadas aulas laboratoriais (quer isto dizer que temos futuros físicos teóricos nas nossas salas de aula?), estes resultados mostram que a distribuição da carga horária das aulas de Físico-Química deve ser revista.

Gostaria de agradecer à Sociedade Portuguesa da Física pela ajuda e colaboração no processo de impressão, distribuição e recolha dos questionários. Este estudo foi ainda motivado pelo facto de Portugal ser o país anfitrião da final das Olimpíadas Internacionais da Física em 2018.



Fig. 2 - Probabilidade de escolher Física no 12.º ano.



Fig. 3 - Probabilidade de seguir Física na Universidade.

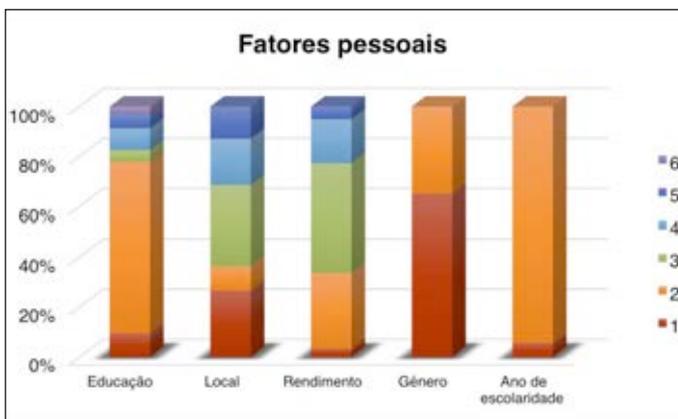


Fig. 4 - Distribuição dos fatores pessoais, educação de pelo menos um dos pais, local da escola, RMAF, género (1: rapaz, 2: rapariga) e ano (1: 10.º ano, 2: 11.º ano)



Fig. 5 - Fatores académicos: o programa costuma ser cumprido; as aulas laboratoriais são cumpridas; consideras o método de ensino adequado; a carga horária é adequada.



Fig. 6 - Física no 12.º ano vs. Fator Positivo

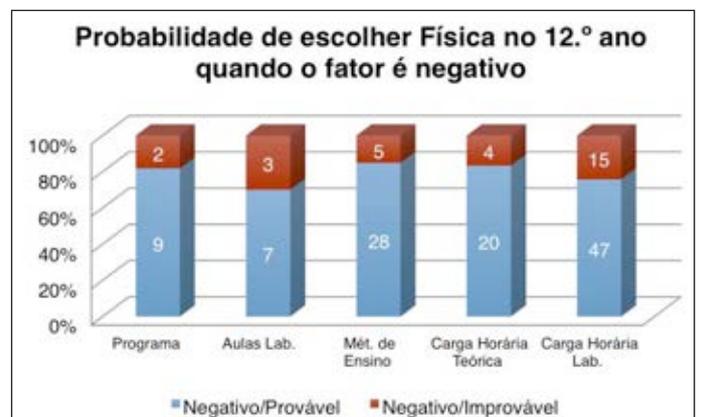


Fig. 7 - Física no 12º ano vs. Fator Negativo.

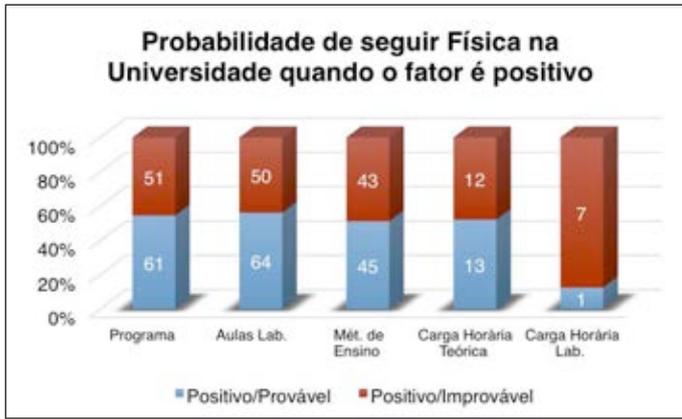


Fig. 8 - Física na Universidade vs. Fator Positivo



Fig. 9 - Física na Universidade vs. Fator Negativo

	SIM 12.º ano	NÃO 12.º ano
SIM Univ.	67 (75,3 %)	2 (9,1 %)
NÃO Univ.	22 (24,7 %)	30 (90,9 %)

Tabela 1 - Relação entre escolher Física no 12.º e na Universidade. As categorias “Não” são a soma das respostas “muito improvável” e “improvável”.

#	Carga horária teórica	Carga horária teórica	Carga horária T+L
	74	2 (9,1 %)	
	60,2 %	40,7 %	28,0 %
Total	123	30 (90,9 %)	

Tabela 2 - Número de estudantes que considera a sua carga horária adequada em relação ao número total de respostas válidas.

Referências

1. L. Conner, “Meeting the needs of diverse learners in New Zealand”, *Preventing Social Failure: Alternative Education for Children and Youth* 57(3), 157-161 (2013).
2. I. Buabeng, L. Conner, D. Winter, “The lack of physics teachers: ‘Like a bath with the plug out and the tap half on.’”, *American Journal of Educational Research* 3(6) (2015).
3. L. Ladachart, “Thai physics teachers’ conceptions about teaching”, *Journal of Science and Mathematics Education in Southeast Asia* 34(2), 174-202 (2011).
4. M. W. Hackling, D. Goodrum, L. Rennie, “The state of science in Australian secondary schools”, *Australian Science Teachers’ Journal* 47(4), 6-1 (2001).
5. S. Vosniadou, “Conceptual change and education”, *Human Development* 50(1), 47-54 (2007).
6. C. Angell, Ø. Guttersrud, E. K. Henriksen, A. Isnes, “Physics: Frightful, but fun. Pupils’ and teachers’ views of physics and physics teaching”, *Science Education* 88(5), 683-706 (2004).
7. M. W. Masika, *Classroom interaction patterns of teachers of physics in secondary school in Nairobi province, Kenya*, Master’s Thesis, Kenyatta University, Nairobi (2011).

Núcleo de Estudantes de Física e de Engenharia Física da Universidade do Minho



Visita ao Laboratório Ibérico Internacional de Nanotecnologia (INL).

O Núcleo de Estudantes de Física da Universidade do Minho, mais conhecido como NEFUM, teve as suas origens no ano letivo de 2003/2004. Mudou de nome, pela primeira vez, em 2008, de modo a abranger alunos de Física e Química, tendo uma fase letárgica entre 2010 e 2013. Posteriormente, o núcleo retomou o nome original, regressando a um período ativo.

Deste modo, propomo-nos a promover, a difundir e a organizar atividades de índole cultural e recreativa, a representar o NEFUM perante a associação académica da Universidade do Minho, a Physis – Associação Portuguesa de Estudantes de Física, e as outras instituições nacionais. Assim como a defender os interesses dos nossos sócios nos vários sectores da Universidade.

Os nossos maiores eventos já organizados consistiram na organização dos Encontros Nacionais de Estudantes de Física do ano de 2006 e de 2016. Por outro lado, é de realçar também outras atividades desenvolvidas pelo nosso núcleo: torneios desportivos, *workshops* e sessões de apoio ao estudo (para colmatar as dificuldades dos alunos e, assim, complementar a aprendizagem dos mesmos), visitas de estudo, atividades que liguem os alunos ao mundo do mercado de trabalho, a divulgação dos cursos que o nosso núcleo representa a alunos do secundário, e ainda o banco de livros usado para promover a reutilização dos mesmos.

Atualmente, muitas das nossas atividades têm tido parcerias com outros núcleos tanto de dentro como de fora da Universidade do Minho. Um bom exemplo disso foi a festa de carnaval a que se designou Fusão Nuclear, tendo sido resultado da colaboração de nove núcleos de estudantes da Universidade do Minho.

Por fim, é possível consultar as nossas atividades, seguindo a nossa página de Facebook e a nossa página web. Mantenha-se informado porque tentamos andar sempre atualizados no que toca a oportunidades de emprego como bolsas de doutoramento ou de investigação e ainda estágios e escolas de Verão.

Para saber mais:

Facebook: <http://fb.com/nucleo.fisica.um/>

Página web: <http://nefum.pt/>



1.º Torneio de xadrez



Visita ao Campus Tecnológico e Nuclear



Atividade *Viagens no tempo*: projeção de filme e conversa com um especialista



Nobel para as transições de fase

Carlos Fiolhais

O Prémio Nobel da Física de 2016 foi atribuído a três físicos teóricos britânicos: David Thouless (metade do prémio) e Michael Kosterlitz e Duncan Haldane (que dividiram entre si a outra metade). Foram recompensados pela descoberta de novas fases da matéria. Essas fases, ditas topológicas, foram encontradas nos anos 70 e 80 do século passado em sistemas a duas dimensões – um filme – ou a uma dimensão – um fio – a temperaturas muito baixas. A questão era: como se ordena a matéria perto do zero absoluto nessas dimensões? A investigação teórica guiada pela curiosidade conduziu a fases estranhas, que não tardaram a ser confirmadas em laboratório.

São bem conhecidas as fases líquida, sólida e gasosa da água. Transições de fase são, neste caso, por exemplo a fusão do gelo e a vaporização da água líquida. Em transições como estas muda a organização dos constituintes: no gelo, as moléculas de água ocupam posições regulares numa rede, na água líquida as moléculas movem-se mais livremente, embatendo umas nas outras e, no vapor de água, a liberdade molecular é ainda maior, quase não havendo choques. Partindo do conhecimento dos constituintes e das respectivas interações, os físicos conseguem prever as mudanças de fase. Um outro exemplo bem conhecido de transições de fase ocorre num íman: uma barra ferromagnética perde o seu magnetismo a altas temperaturas, uma vez que os spins de partículas constituintes deixam de estar alinhados. O mais interessante é que as transições de fase em sistemas muito diferentes, como a água e o ferro, têm semelhanças. E há outras transições de fase aparentadas. No início do século XX, foram descobertos experimentalmente os supercondutores – materiais que não ofereciam resistência à passagem da corrente eléctrica a baixas temperaturas – e os superfluidos – materiais que perdiam

a viscosidade nessas condições. Percebeu-se depois que essas novas fases podiam ser explicadas pela mecânica quântica, que impera a baixas temperaturas.

Tudo isto se passa no normal espaço tridimensional. Ora Thouless, Kosterlitz e Haldane interrogaram-se se existiria magnetismo, ou superfluidez ou supercondutividade, em sistemas de baixa dimensão, perto do zero absoluto. Parecia que só a três dimensões seria possível haver ordem porque têm de existir suficientes átomos vizinhos para haver comportamento colectivo. Os trabalhos daqueles físicos, na altura ainda a trabalhar na Europa, permitiram concluir que afinal existiam fases ordenadas a duas e uma dimensão. Num sistema magnético (e algo semelhante se passa num supercondutor ou num superfluido), podem-se formar vórtices de spins, que desaparecem a uma certa temperatura. Apesar de as leis quânticas serem conhecidas, o comportamento colectivo emergente perto do zero absoluto era inesperado.

Um exemplo espectacular de mudanças de fase topológicas foi encontrado na condução de electricidade em sistemas electrónicos a duas dimensões. Foi observado que a condutividade eléctrica dava certos saltos com a variação de temperatura (este é o efeito de Hall quântico, cuja identificação experimental proporcionou o Nobel da Física ao alemão Klaus von Klitzing em 1985). O efeito permite actualmente aos físicos medir constantes fundamentais da Física com grande precisão.

O Nobel da Física de 2016 mostra, uma vez mais, o enorme poder da Física. De posse de leis fundamentais, os físicos conseguiram prever estruturas novas. Na altura, ninguém pensou em aplicações. Décadas volvidas, as fases topológicas são hoje uma possibilidade na construção de computadores quânticos. A Física é uma permanente caixinha de surpresas.

Por opção pessoal, o autor do texto não escreve segundo o novo Acordo Ortográfico.

Quantas faces tem a fita de Moebius?

Material:

- Folhas de papel A4
- Tesoura, faca de cortar papel
- Fita cola
- Lápis e caneta de feltro

A matemática e a física sempre andaram de mãos dadas: a física serve-se da matemática para explicar a natureza e a matemática inspira-se na física para propor novos modelos. Em 2016, o prémio Nobel da física foi atribuído a três cientistas que utilizaram a topologia, uma área da matemática, para descrever novas formas da matéria. A topologia estuda as formas, em particular as propriedades de um objeto quando o esticamos, fletimos, engelhamos ou torcemos, mas sem o rasgar, cortar ou colar. Vamos descobrir alguns objetos com propriedades muito interessantes.



Fig. 1 - Fita com marcação ao meio preparada para ser usada



Fig. 2 - Preparação de uma fita de 60 cm

Começa por construir uma fita de Moebius. Pega numa folha A4, dobra-a ao meio ao longo do comprimento e corta-a em duas. Se tiveres vincado bem o papel consegues rasgá-lo pelo vinco obtendo duas tiras direitas, se não, usa um canivete ou uma tesoura. Volta a dobrar cada tira ao meio e a cortar pelo vinco, obtendo quatro tiras de cerca de 5 cm por 30 cm. Com um lápis, traça uma linha marcando o meio de

cada fita, de ambos os lados (Fig. 1). Vais precisar de fita cola para construir a tua fita de Moebius. Junta duas das fitas pela largura colando-as com dois pedaços de fita cola da largura da fita, um pela frente e outro por trás. Ficaste com uma tira com cerca de 60 cm por 5 cm (Fig. 2). Toma agora as duas extremidades da fita, torce a fita dando-lhe meia volta, e cola as duas extremidades com dois pedaços de fita cola, tendo o cuidado de manter a tira torcida (Fig. 3). A tua fita de Moebius está pronta!



Fig. 3 - Fita de Moebius

Vamos explorar as propriedades deste objeto. És capaz de dizer quantas faces tem a fita?

Antes de responderes, toma uma das fitas de papel que ainda não usaste: quantas faces tem esta fita? Se com uma caneta de feltro vermelha fores de uma extremidade à outra ao longo da linha marcada no centro da fita, ficas com um traço vermelho apenas numa das faces da fita. A fita tem duas faces, a de cima e a de baixo, e a tua caneta vermelha apenas marcou a face de cima.

Faz agora o mesmo na tua fita de Moebius: marca uma cruz no ponto onde começares a traçar o risco, e desenha com a caneta de feltro vermelha um risco ao longo da fita, seguindo o traço marcado a lápis. O que aconteceu de estranho? O risco vermelho termina na cruz onde começaste, depois de dares duas voltas! Toda a fita ficou marcada por um risco vermelho! A fita de Moebius apenas tem uma face.

Também na natureza, algumas partículas que entram na constituição da matéria têm uma propriedade semelhante: o *spin*. Só depois de o *spin* sofrer duas rotações completas é que a partícula volta ao estado inicial. Os eletrões, prótons e neutrões são algumas destas partículas.

A fita de Moebius tem outras propriedades interessantes. Com uma tesoura, corta-a ao meio ao longo da linha que traçaste. O que obténs? Uma única argola!



Fig. 4 - Argola simples sem torção

Se tivesses construído uma argola sem a torceres (Fig. 4) e a cortasses ao meio, quantas argolas obterias? Experimental! Ao contrário da fita de Moebius, neste caso terias duas argolas.

Vamos explorar outros objetos e ver que o número de meias voltas ou voltas inteiras com que torces as fitas dá origem a objetos diferentes. Corta novamente uma folha A4 em quatro fitas com cerca de 30 cm por 5 cm. Cola-as duas a duas, pelo lado menor, com fita cola. Forma com as duas tiras compridas uma cruz, como na Fig. 5, e com fita cola fixa-as. Agora, junta duas das pontas opostas, formando uma argola sem torção, e cola as pontas com fita cola. Une as outras duas extremidades, mas com o cuidado de dar uma meia volta numa das pontas antes de as colares (Fig. 6, painel da direita).

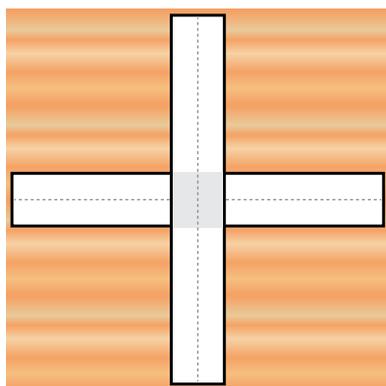


Fig. 5 - Duas fitas em cruz coladas uma à outra no centro

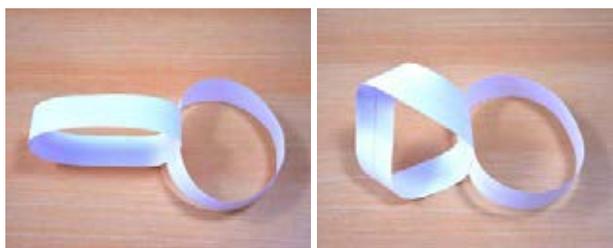


Fig. 6 - Superfície com duas argolas, ambas sem torção (esquerda), uma com meia volta e outra sem torção (direita)

Constrói mais duas cruzes com quatro fitas semelhantes às anteriores. Numa delas, junta as pontas opostas sem as torceres duas a duas: ficas com duas argolas unidas sem torção (Fig. 6 painel da esquerda). Na outra cruz, cola as pontas opostas duas a duas, mas tendo o cuidado de, em cada argola que formares, teres dado uma meia volta. Corta pela linha marcada no meio das fitas, tendo o cuidado de não sair fora da linha e, em especial, de não dar nenhum golpe na borda das argolas. O que é que obténs de cada uma das cruzes? O que é que as distingue? Qual delas deu origem a duas argolas ligadas? E a um quadrado?

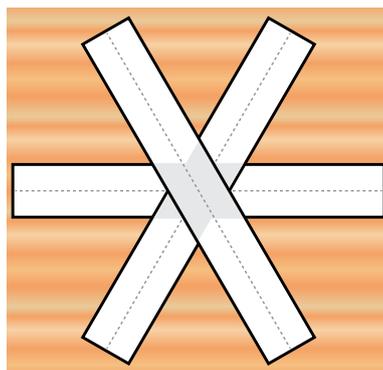


Fig. 7 - Preparação em estrela de três fitas coladas pelo centro. Todas as fitas têm marcação no centro.

Podes fazer outras experiências. Por exemplo, em vez de formares uma cruz com duas fitas, forma uma estrela com três fitas, fixando-as no centro com fita cola (Fig. 7). Agora cola as pontas opostas duas a duas de modo a teres duas argolas não torcidas e uma argola com uma meia volta. Corta ao longo do risco que passa pelo meio das fitas. O que obténs no final? E se tivesses dado uma volta completa em vez de meia volta? Em qual dos casos obténs um hexágono? E dois triângulos ligados?

Espero que tenhas gostado! A matemática pode ser muito divertida, mas também muito útil e ajuda-nos a perceber o mundo que nos rodeia!

Sugestões: Em vez de fitas com 60 cm por 5 cm podem-se utilizar outras dimensões, como 30 cm por 2,5 cm, obtidas cortando ao comprimento uma folha A4 em oito partes. Para crianças pequenas poderão ser demasiado pequenas.

Bibliografia

1. David Parker, *Hands-on Maths*, <http://www.davidparker.com/janine/mathpage/topology.html#LESSON1>
2. *MATH and SCIENCE with my KIDS*, <https://toomai.wordpress.com/2008/03/30/math-with-scissors/>
3. D. Castelvecchi, "The strange topology that is reshaping physics", *Scientific American* (artigo reproduzida da revista *Nature* de 20 de Julho de 2017) <https://www.scientificamerican.com/article/the-strange-topology-that-is-reshaping-physics>

Aconteceu

Jorge Fest – celebrating 40 years as an outstanding researcher and educator

Realizou-se no passado dia 10 de julho, no Instituto Superior Técnico, uma conferência para homenagear o professor Jorge Romão, organizada por alguns dos seus colaboradores e ex-alunos.



Jorge Romão nasceu em Alcanena em 1950. Licenciou-se em Engenharia Electrotécnica, no IST, em 1974 e doutorou-se em Física, na Universidade de Chicago, em 1979. Depois de uma passagem pela Universidade de Genebra como pós-doutorado, regressou a Lisboa, como investigador do ex-Instituto Nacional de Investigação Científica, integrando o grupo de pioneiros que criou as condições para o estabelecimento da investigação em Física das Partículas Elementares, em Portugal. Esta atividade foi posteriormente continuada e expandida no IST, onde entrou como professor em 1989.

Jorge Romão é um professor metódico na preparação das suas aulas, para as quais escreve detalhadas notas, algumas das quais já publicadas em livros. É autor de uma vasta e importante obra de investigação que surpreende pela amplitude dos temas científicos que tem abordado. “*Who else do you know whose publications range from Chemistry to Quantum Gravity, including Numerical Computation?*” perguntam os organizadores da conferência, no anúncio que publicaram.

A *Gazeta de Física* associa-se a esta justíssima homenagem e envia ao professor Jorge Romão as suas calorosas saudações.

Para mais informações: <http://cftp.ist.utl.pt/~jorgefest/>

Luís Oliveira e Silva eleito Fellow da Sociedade Europeia de Física

Na sua reunião de abril passado, o Conselho da Sociedade Europeia de Física (EPS), órgão máximo da EPS, elegeu três novos *Fellows*, incluindo Luís Oliveira e Silva. O professor do Instituto Superior Técnico (IST) é o primeiro português a receber esta distinção.

São eleitos como *Fellows* os membros da EPS, propostos pelos seus pares, que se tenham distinguido pelas suas contribuições para o avanço da física, do ponto das suas contribuições científicas, industriais ou do ensino e/ou do seu trabalho em prol desta sociedade. A EPS tem atualmente 85 *Fellows*, tendo Luís Oliveira e Silva sido eleito com a seguinte citação: *pelas suas extraordinárias contribuições teóricas e numéricas para a interação laser-plasma no regime relativista.*



Luís Oliveira e Silva é professor catedrático do Departamento de Física e investigador do Grupo de Lasers e Plasmas, Instituto de Plasmas e Fusão Nuclear, do IST. É presidente do conselho científico do IST desde 2013. Entre as numerosas distinções que já recebeu, destaca-se o grau de Grande Oficial da Ordem da Instrução Pública em 2016 e duas Bolsas Avançadas do Conselho Europeu de Investigação (2010 e 2015). Foi eleito para a *Global Young Academy* e é também *Fellow* da Sociedade Americana de Física desde 2009.

Para mais informações:
http://www.eps.org/?page=distinction_fellows



Os *World Wide Webers*, grupo formado pelos alunos André Charneca, Maria do Carmo Fernandes, Francisca Borges e Ana Monteiro, com a coordenação da professora Conceição Pedruco da Escola Secundária Sebastião e Silva, participaram na edição do Projeto MEDEA de 2017, no qual obtiveram o primeiro lugar a nível nacional.

MEDEA é um acrónimo para MEdição dos Campos Eletromagnéticos no Ambiente. É uma parceria entre a Sociedade Portuguesa de Física e a Redes Energéticas Nacionais. As escolas participantes recebem o SPECTRAN, um aparelho de medição de campo elétrico e magnético de baixas frequências.

O objetivo geral é a divulgação dos conceitos e perigos (ou a sua ausência) relacionados com

as radiações eletromagnéticas usadas em todo o tipo de aparelhos e instalações, através da criação de um *website*.

Decidimos apostar na multimédia, com a produção de diversos vídeos com explicações do nosso trabalho, entrevistas a vários investigadores e professores universitários e relatos do nosso percurso desde o estado inicial de apenas uma ideia, até ao “produto final” – o *website* completo (ver endereço em baixo).

Depois de muitas horas passadas a editar vídeos, a interpretar medições, a planear entrevistas, a filmar visitas de estudo, a escrever conclusões, a pesquisar artigos científicos e a tentar equilibrar o projeto com o horário e estudo escolares, estamos tremendamente orgulhosos do nosso trabalho – todo o sangue (embora não muito), suor e lágrimas compensaram.

A divulgação do nosso projeto nos meios de comunicação é bastante importante, não só para nós, visto que, ao divulgar a nossa mensagem, estamos a contribuir para a informação da população acerca das radiações eletromagnéticas e a contribuir para o objetivo principal do projeto, mas também será decisivo para outros alunos que, ao descobrirem o projeto, queiram participar nele em 2018 e, conseqüentemente, aprendam tanto do mundo da Física quanto nós.

André Charneca

Para saber mais:
<http://worldwidewebers.new2know.com/wp/>

8.ª edição do MEDEA – lista dos vencedores

João Antunes

Já se conhecem os vencedores de mais uma edição do MEDEA, listados em baixo:

1.º Prémio - *World Wide Webers*

André Duarte, Pedro Sarmento, Ana Monteiro, Maria do Carmo, Francisca Borges
Escola Secundária Sebastião e Silva, Oeiras

Menção Honrosa - *Acima da MEDEA*

Maria Carmo Costa, Joana Ferreira Gomes, Rui Pedro Castro, Paulo Alexandre Figueiredo
Agrupamento de Escolas Camilo Castelo Branco, Vila Nova de Famalicão

Menção Honrosa - *Os Fragmentados*

André Tiago Barreiros, Diogo Henrique Silva, Francisco Almeida Falcão, Pedro Ivan Ferreira Couto
Academia de Música de Santa Cecília, Lisboa

No total, participaram 66 equipas de 25 escolas de todo o país, incluindo as ilhas e ainda uma escola de S. Tomé e Príncipe (Escola Portuguesa).

Os prémios serão atribuídos às três equipas vence-

doras numa cerimónia a realizar nas suas escolas durante o mês de outubro. O troféu será entregue mais tarde, durante a realização da FÍSICA 2018 – 21.ª Conferência Nacional de Física e 27.º Encontro Ibérico para o ensino da Física 2018, a ter lugar na Universidade da Beira Interior.

Uma Academia de Verão sobre Física, Ciência e as Olimpíadas

Pedro Marcelino

Nos dias 10 a 15 de julho, realizou-se a primeira edição da *Academia de Verão de Aprendizagem e Olimpíadas Científicas*.



Os participantes da Academia foram “convidados por terem demonstrado especial entusiasmo por ciência e aprendizagem”, segundo os organizadores.

ficas. Esta iniciativa, organizada pelo grupo TreeTree2, teve o apoio e o patrocínio da Sociedade Portuguesa de Física e do Instituto Superior Técnico (IST), onde foi realizada. O evento teve como objetivo “ajudar jovens entusiasmados pela ciência a desenvolver as suas capacidades nesta área”, afirma o engenheiro físico João Rico, um dos organizadores da Academia.

A Academia, dirigida a 30 estudantes do 7.º ao 10.º ano de escolaridade, contou com palestras dadas por alguns dos melhores cientistas em Portugal, incluindo os físicos Luís Oliveira e Silva, investigador de lasers e plasmas do GoLP (IPFN/IST), e Vítor Cardoso, investigador de buracos negros e gravitação do CENTRA (IST), ambos vencedores de duas bolsas do Conselho Europeu de Investigação. Através de módulos práticos, os participantes tiveram a oportunidade de descobrir as Olimpíadas da Física, cuja próxima competição Internacional terá lugar em julho de 2018, na cidade de Lisboa. Além destes módulos, o professor José António Paixão, coordenador do Projeto *Quark!* (escola de preparação para as Olimpíadas da Física da Universidade de Coimbra), deu uma palestra sobre a história e a organização das Olimpíadas da Física, assim como sobre a melhor maneira de se preparar para as mesmas.

De acordo com João Rico, esta iniciativa fica marcada pela “qualidade dos participantes e é um projeto a repetir, que esperamos poder alargar a mais alunos na próxima edição”. Avança ainda que até ao final do ano surgirão novas atividades por parte do TreeTree2 na área da divulgação da ciência, e da física em particular, junto dos mais novos e talentosos.

Manuel Ferreira, um jovem participante de 10 anos de idade, considerou que apesar de ainda não saber “quase nada” sobre física “foi uma semana mesmo boa, para o ano se puder voltar a vir”. E após assistir entusiasmado à palestra sobre lasers e plasmas: “já aprendi tanto nestes dias. Talvez quando crescer venha a trabalhar com estes físicos.”

Para mais informação:
<http://treetree2.org/academiadeverao>

27.º Encontro Ibérico para o Ensino da Física

Decorreu de 17 a 21 de julho de 2017 em Santiago de Compostela, Espanha, mais uma edição do Encontro Ibérico para o Ensino da Física. Esta reunião anual decorre alternadamente entre Portugal (anos pares) e Espanha (anos ímpares), e este ano tem lugar em conjunto com a XXXVI Reunión Bienal da Real Sociedad Española de Física. A SPF participou na organização do encontro através do Prof. Carlos Portela, coordenador da Divisão de Educação.

Para saber mais:
<http://www.bienalrsef2017.com/bienalrsef17/>



Vai acontecer

6.º Encontro de Professores de Física e Química

Nos dias 7 e 8 de setembro, tem lugar na Faculdade de Ciências e Tecnologia (Campus da Caparica) da Universidade Nova de Lisboa o 6.º Encontro de Professores de Física e Química, organizada pela Delegação do Sul e Ilhas da SPF.

Pretende-se aproveitar esta ocasião para discutir alguns temas associados aos programas das disciplinas de Física e Química, realizando duas sessões plenárias, diversas oficinas de trabalho e uma visita de estudo. As oficinas de trabalho incidirão sobre um conjunto de temas distintos, muitos deles interdisciplinares, de forma a permitir aos participantes a escolha das mais adequadas às suas necessidades formativas. Será também promovido o debate e a troca de experiências entre os docentes, facultando um espaço onde possam apresentar trabalhos que tenham desenvolvido, quer em termos pessoais, quer num contexto de projectos que envolvam alunos.

Para saber mais: <https://eventos.spf.pt/6enpfq/pt/>.

Dia Internacional da Luz - 16 de maio

Na sequência do sucesso do Ano Internacional da Luz 2015, a UNESCO irá proclamar no próximo mês de novembro o Dia Internacional da Luz, cuja primeira celebração terá lugar em 16 de maio de 2018.

Este evento anual servirá de ponto focal para a divulgação do papel central que a luz desempenha nas vidas dos cidadãos de todo o mundo em áreas tão diversas como a ciência, a cultura, a arte, a educação, o desenvolvimento sustentável, e com aplicações tão importantes como a medicina, as comunicações e a energia.

Para mais informações: <https://www.lightday.org/>

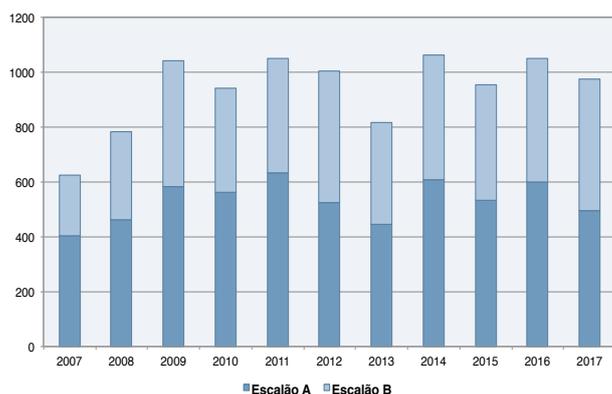
Olimpíadas de Física

Fernando Nogueira, João Antunes

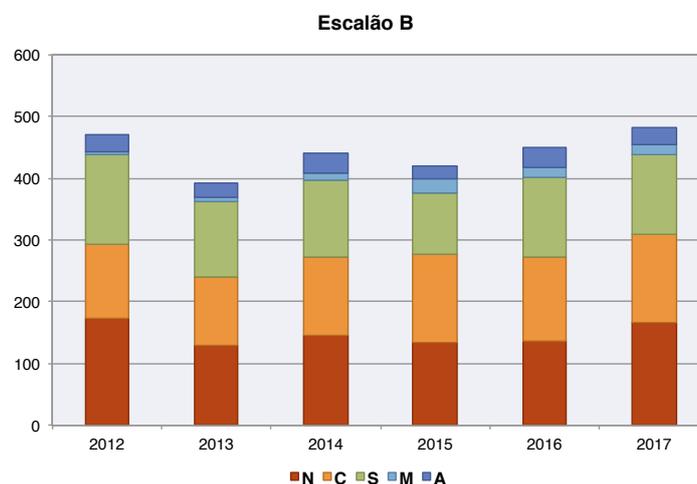
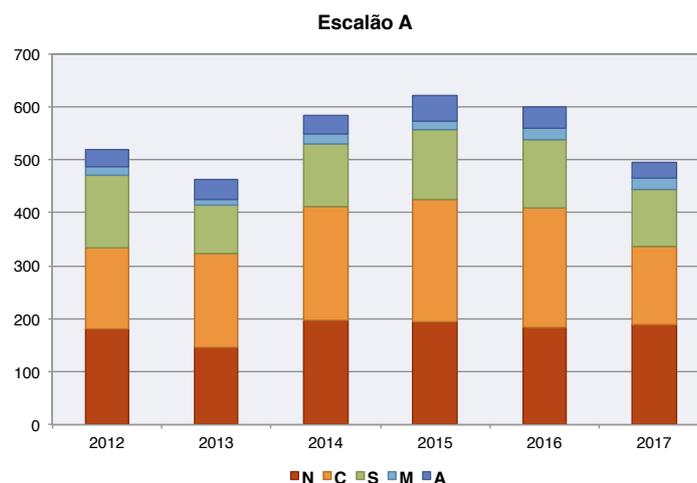
Olimpíadas Regionais de Física

A XXXIII edição das Olimpíadas de Física decorreu no dia 29 de abril de 2017 em cinco locais distintos (em simultâneo): os Departamentos de Física das Universidades do Porto e de Coimbra, o polo do Instituto Superior Técnico no Taguspark, a Universidade dos Açores, em Ponta Delgada, e a Universidade da Madeira, no Funchal. Estiveram envolvidos nesta atividade 495 alunos do 9.º ano, provenientes de 166 escolas diferentes, e 481 alunos do 11.º ano, oriundos de 166 escolas. Recorde-se que, embora as provas sejam as mesmas para todas as delegações da SPF, as escolas participam nesta fase das Olimpíadas deslocando-se à delegação da SPF a que estão associadas. Os alunos realizam duas provas, uma teórica e uma experimental, sendo a participação no escalão B feita a título individual, enquanto no escalão A os alunos concorrem em equipas com um máximo de três elementos.

O número de participantes nas Olimpíadas Regionais de Física recuperou a ligeira quebra verificada em 2015, atingindo o nível de participação mais alto da última década, como se pode constatar na figura seguinte.



A distribuição dos participantes por região (N – Norte, C – Centro, S – Sul, M – Madeira, A – Açores, ver figura mais abaixo) continuou a evidenciar uma relativamente baixa mobilização das escolas afetas à região Sul. As características geográficas desta região, cuja sede está muito afastada, por exemplo, do Algarve, podem facilmente justificar esta fraca participação (atendendo a que nesta região se concentra 41% da população portuguesa).



Os vencedores da Olimpíada Regional estão listados na tabela em baixo.

Olimpíada Regional – vencedores

Escalão B

Região Norte

1	Diogo Miguel Ferreira Rodrigues	E.S. do Castelo da Maia, Maia
2	Rui Barreira Morais Pinto	Colégio Luso Francês, Porto
3	João Francisco Paulo Morais	E.S. de Mirandela, Mirandela
	Conceição Maria Santiago Nunes Gonçalves	E.S. Carlos Amarante, Braga
	Diogo António Ribeiro Pinheiro	E.B.+S. de Vale de Ovil, Baião
	Francisco Manuel Alves dos Santos Ferreira	E.S. São Pedro, Vila Real
	Gustavo Xavier Delerue Marinho Alves	Colégio Luso Francês, Porto
	João Miguel da Costa Sousa Correia	E.S. c/ 3.º ciclo Francisco de Holanda, Guimarães
	Marco António Leal Oliveira	Externato Delfim Ferreira, Riba de Ave
	Nicholas Pedrosa Hopf	E.S. Dr. Joaquim Gomes Ferreira Alves, Valadares

Região Centro

1	Pedro Miguel Pires Coelho	E.S. Alves Martins, Viseu
2	Luís Miguel Marques Lourenço	E.B.+S. Pedro Fonseca, Proença a Nova
3	Miguel Cardoso Pedro	E.B.+S. Pedro Fonseca, Proença a Nova
	Diogo Vieira Ferreira	E.S. José Estêvão, Aveiro
	Duarte Miguel Ramos Carvalhinho	Agrupamento de Escolas de Manteigas, Manteigas
	Guilherme Portugal Vasconcelos Barboza	E.S. Infanta D. Maria, Coimbra
	José João Gomes Alves Amorim	E.S. José Falcão, Coimbra
	Rafael Morais Saraiva	E.S. José Estêvão, Aveiro
	Rafael Russo Almeida	E.S. Alves Martins, Viseu
	Tomás Manuel da Silva Cabral	Colégio de S. Miguel, Fátima

Região Sul

1	Bruno Miguel Silva de Oliveira	Externato “Frei Luís de Sousa”, Almada
2	David Belo Nassauer	E.B.+S. D. Filipa de Lencastre, Lisboa
3	Tomás Soares de Carvalho Feith	E.S. Sá da Bandeira, Santarém
	André Filipe Mateus Rocha	E.S. Dr. José Afonso, Arrentela
	David Silva Lourenço Santos	E.S. da Amora, Seixal
	Duarte Miguel da Silva Feiteira	Agrupamento de Escolas do Bonfim, Portalegre
	João Pedro Cavaco Antunes	E.S. Poeta António Aleixo, Portimão
	Marcelo João Francisco Feliciano	Externato de Penafirme, A dos Cunhados
	Rafael Feteira Marcelino de Freitas Oliveira	E.T.L. Salesiana de Stº António, Estoril
	Sara Sequeira Raposeiro	E.S. Pedro Nunes, Lisboa

Açores

1	João Miguel Fonseca e Sousa	Colégio do Castanheiro, Ponta Delgada
2	Marina de Jesus Pimentel	E.S. Domingos Rebelo, Ponta Delgada
3	Rodrigo Sousa Pereira	E.S. Domingos Rebelo, Ponta Delgada

Madeira

1	João Gil Freitas Nóbrega	E.S. Jaime Moniz, Funchal
2	Stephanie Moniz Vasconcelos	E.S. Jaime Moniz, Funchal
3	Sofia Caldeira Quintal	E.S. Jaime Moniz, Funchal

Escalão A

Região Norte

1	Carolina Ramos Gonçalves Francisco Gabriel Moura de Carvalho Samuel José Lopes da Silva	Colégio de Ermesinde, Ermesinde
2	Ana Marta Gomes Mendes Paulo Alexandre Gomes Monteiro Sara Micaela Gomes Pereira	E.S. do Castelo da Maia, Maia
3	João Miguel Bessa Barbeiro Sara Lopes dos Santos Oliveira Sara Maria Rodrigues Reis	Colégio de Gaia, Vila Nova de Gaia

Região Centro

1	Afonso Ferreira Silva Carlos Medeiros e Silva Santos Bernardo Grazina da Silva	Colégio de São Teotónio, Coimbra
2	João Pedro Martins Balua Rita de Paula Lopes Tiago Ferreira Cardoso	Colégio da Via Sacra, Viseu
3	Alexandra Feio André Rodrigues Ricardo Peralta	E.S. José Estêvão, Aveiro

Região Sul

1	Manuel Freitas Luís Leite Laura Gonçalves Barradas	E.B.I. Vasco da Gama, Lisboa
2	Daniel João Carapeta Gomes Francisco José Gomes Reis Ruben Filipe Gonçalves Ferreira	E.B. 2+3 Alto do Moinho, Catujal
3	Caio Herbert Aviz Souza Martim Rebelo Lacerda Pinto Malfeito Salvador Veloso Santos	E.S. Padre António Vieira, Lisboa

Açores

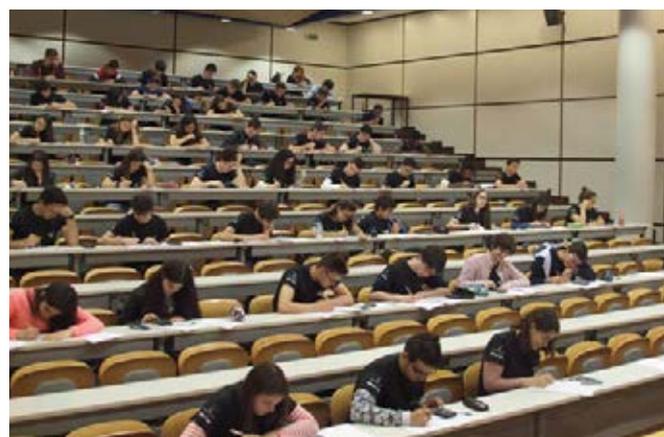
1	Pedro Gaspar Amaral Diogo André Pereira Babo Joana Bárbara Cerqueira Araújo	E.B. 2,3+S. de Bento Rodrigues, Vila do Porto
2	José Luís Couto Soares Pedro Miguel Furtado Gaspar André Miguel Rebelo Soares	E.S. Domingos Rebelo, Ponta Delgada
3	Jorge Fernando Pereira Nunes Rodrigo Vieira da Silva Tomás Moura Rodrigues	E.S. das Velas, Velas

Madeira

1	Yara Polzl Albano Ribeiro Maria Carlota Sousa Caldeira Sara Margarida Gomes Câmara	E.B.+S. Gonçalves Zarco, Funchal
2	Paula Isabel Ferreira Fernandes Luana da Silva Fernandes Rodrigo Amaro Rebelo da Silva Jesus	E.B.+S. da Calheta, Calheta
3	Margarida Caldeira Quintal Matilde Brito Ferreira César Sílvia Fernandes Correia	Colégio Salesianos do Funchal, Funchal

As provas podem ser consultadas em <http://olimpiadas.spf.pt/regionais/2017.shtml>.

Olimpíadas Regionais – Escalão B, região Sul: fotos dos vencedores Bruno Oliveira (1.º lugar), David Nassauer (2.º), Tomás Feith (3.º) e dos premiados com menções honrosas. Em baixo à direita, perspectiva da sala durante a realização da prova.



Olimpíadas Regionais – Escalão A, região Sul: fotos dos vencedores.



Olimpíadas Nacionais de Física

A segunda e última etapa das XXXIII Olimpíadas de Física, as Olimpíadas Nacionais de Física, foi organizada pela Delegação Sul e Ilhas e decorreu no Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, nos dias 2 e 3 de junho. Participaram na etapa nacional todos os premiados da etapa regional, isto é, 33 alunos do escalão A, divididos em 11 equipas, e 36 alunos do escalão B. Os vencedores desta etapa estão listados nas tabelas em baixo.

Olimpíadas Nacionais – vencedores

Escalão B

1	David Belo Nassauer	E.B.+S. D. Filipa de Lencastre, Lisboa
2	Rui Barreira Morais Pinto	Colégio Luso Francês, Porto
3	Marco António Leal Oliveira	Externato Delfim Ferreira, Riba d'Ave
	André Filipe Mateus Rocha	E.S. Dr. José Afonso, Seixal
	Duarte Miguel da Silva Feiteira	Agrupamento de Escolas do Bonfim, Portalegre
	Gustavo Xavier Delerue Marinho Alves	Colégio Luso Francês, Porto
	João Miguel Fonseca e Sousa	Colégio dos Castanheiros, Ponta Delgada
	Pedro Miguel Pires Coelho	E.S. Alves Martins, Viseu
	Rafael Feteira Marcelino de Freitas Oliveira	E.T.L. Salesiana de St.º António, Estoril
	Tomás Soares de Carvalho Feith	E.S. Sá da Bandeira, Santarém

Escalão A

1	Manuel Freitas Luís Leite Laura Gonçalves Barradas	E.B.I. Vasco da Gama, Lisboa
2	Ana Marta Gomes Mendes Paulo Alexandre Gomes Monteiro Sara Micaela Gomes Pereira	E.S. do Castelo da Maia, Maia
3	João Pedro Martins Balula Rita de Paula Lopes Tiago Ferreira Cardoso	Colégio da Via Sacra, Viseu

As provas podem ser consultadas em <http://olimpiadas.spf.ptnacionais/2017.shtml>

Os vencedores do escalão B da etapa nacional ficaram pré-selecionados para uma preparação a decorrer durante o próximo ano letivo, que os poderá levar a representar Portugal em 2018 na XLIX Olimpíada Internacional de Física (Lisboa, Portugal) ou na XXIII Olimpíada Ibero-Americana de Física (Brasil). Os seguintes alunos ficaram também pré-selecionados para esta preparação:

Bruno Miguel Silva de Oliveira	Externato “Frei Luís de Sousa”, Almada
Diogo António Ribeiro Pinheiro	E.B.+S. de Vale de Ovil, Vale de Ovil
Diogo Miguel Ferreira Rodrigues	E.S. do Castelo da Maia, Castelo da Maia
Francisco Manuel Alves dos Santos Ferreira	E.S. São Pedro, Vila Real
João Francisco Paulo Morais	E.S. de Mirandela, Mirandela
João Pedro Cavaco Antunes	E.S. Poeta António Aleixo, Valadares
José João Gomes Alves Amorim	E.S. José Falcão, Coimbra
Luís Miguel Marques Lourenço	E.B.+S. Pedro Fonseca, Proença-a-Nova
Miguel Cardoso Pedro	E.B.+S. Pedro Fonseca, Proença-a-Nova
Nicholas Pedrosa Hopf	E.S. Dr. Joaquim Gomes F. Alves, V. N. Gaia
Rafael Russo Almeida	E.S. Alves Martins, Viseu

Os vencedores do escalão A estão pré-selecionados para representar Portugal, em 2019, na XVII Olimpíada Europeia de Ciência (EUSO'2019), a decorrer em Lisboa, Portugal.

Olimpíadas Internacionais de Física

A Sociedade Portuguesa de Física esteve, mais uma vez, envolvida na participação portuguesa em três olimpíadas internacionais: a Olimpíada Internacional de Física (IPhO), a Olimpíada Ibero-americana de Física (OlBF) e a Olimpíada Europeia de Ciência (EUSO). A preparação da equipa portuguesa para a IPhO e a OlBF iniciou-se no âmbito da escola Quark!, em Coimbra, tendo todos os alunos pré-selecionados frequentado as seis sessões da escola em 2017 (uma por mês, de janeiro a junho). As sessões tiveram sempre início num sábado às 9h00 e terminaram no domingo, pelas 17h00. Participaram nestas sessões, além dos pré-selecionados para as olimpíadas, cerca de 50 alunos do 11.º e 12.º ano, provenientes de todo o país,

interessados em Física. Ao longo das seis sessões foram sendo disponibilizados elementos de estudo, designadamente provas (e respetivas soluções) de Olimpíadas Internacionais de anos anteriores. Além destes elementos, uma boa parte da preparação foi feita à distância através do fórum da escola *Quark!* (<http://quark.fis.uc.pt/>) onde se disponibilizaram problemas e soluções para treino. Foi fornecido aos alunos um livro de estudo adequado aos currículos das Olimpíadas Internacionais: *Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics*, de Raymond A. Serway e John Jewett (Brooks/Cole, 9th edition, 2013, ISBN: 978-1133953999).

Este ano juntaram-se aos pré-selecionados no escalão B das Olimpíadas Nacionais de 2016 três alunos autopropostos, ao abrigo do ponto III do Regulamento das Olimpíadas de Física.

Seleção dos alunos para a IPhO e a OlBF

As provas de seleção para a IPhO e a OlBF decorreram no Departamento de Física da Universidade de Coimbra no dia 27 de maio e consistiram, à semelhança das provas internacionais, numa prova teórica e numa prova experimental, constituída por duas experiências. Os resultados foram os seguintes:

1	Heitor Munhoz Österdahl	Externato João Alberto Faria, Arruda dos Vinhos
2	Leonardo Pedroso Duarte	E.S. José Falcão, Coimbra
3	Alexandre Silva Marques Ribeiro da Eira	E.S. de Vergílio Ferreira, Lisboa
4	Duarte Luís Maia Nascimento	E.S. da Amadora, Amadora
5	Nuno Miguel Ferreira Campos	E.S. de Santa Maria da Feira, Santa Maria da Feira
6	Luís Miguel Martins Costa e Silva	E.S. Aurélia de Sousa, Porto
7	Raul Pombo Monteiro	E.S. Nuno Álvares, Castelo Branco
8	José Diogo da Costa Jesus	E.S. da Mealhada, Mealhada
9	Manuel Domingues Brandão	Agrupamento de Escolas Dona Maria II, Braga
	Ana Margarida Rodrigues Barbosa	E.S. Nuno Álvares, Castelo Branco
	Beatriz Gamboa Pereira	E.S. de Felgueiras, Felgueiras
	David Fonseca Macedo Teixeira	E.S. João Gonçalves Zarco, Matosinhos
	Diogo João Costa de Oliveira	E.S. da Trofa, Trofa
	Henrique Folgado Soares Amorim de Figueiredo	E.S. de Palmela, Palmela
	Henrique João Machado Borges	Agrupamento de Escolas de Vila Pouca de Aguiar, Vila Pouca de Aguiar
	Henrique Miguel de Andrade Campos Navas	E.S. D. Filipa de Lencastre, Lisboa
	Inês Andrade Rainho	Colégio de Albergaria, Albergaria-a-Velha
	Maria Matilde de Carvalho Barreto Soares da Silva	Colégio da Rainha Santa Isabel, Coimbra
	Renato Bastos Loureiro	Agrupamento de Escolas Soares Basto, Oliveira de Azeméis
	Tomás Valtteri Jyllilä Sanches	E.S. D. Filipa de Lencastre, Lisboa

Os cinco primeiros classificados ficaram apurados para representar Portugal na IPhO'17, Yogyakarta, Indonésia, que decorrerá de 15 a 24 de julho de 2017, e os estudantes classificados do 6º ao 9º lugar ficaram apurados para a OlBF'17, em Armenia, na Colômbia, de 17 a 24 de setembro de 2017. O estudante classificado em 4º lugar optou por participar nas Olimpíadas Internacionais de Matemática, que coincidem temporalmente com a IPhO'2017, trocando por isso de posição com o estudante classificado em 6.º lugar.

As provas podem ser consultadas em <http://olimpiadas.spf.pt/apuramento/2017.shtml>

TABELA DE PUBLICIDADE 2017



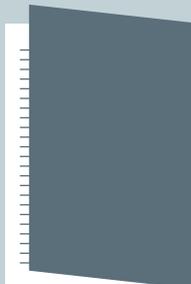
A) verso da capa



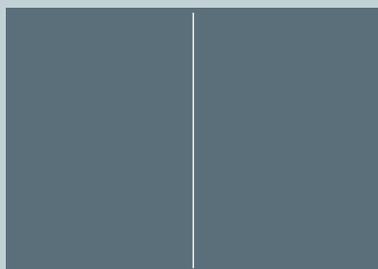
B) destacável/folha



C) verso da contracapa



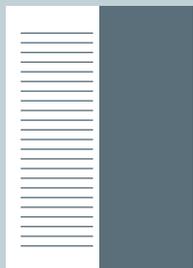
D) contracapa



E) página dupla



F) página inteira



G)
coluna ou
1/2 página

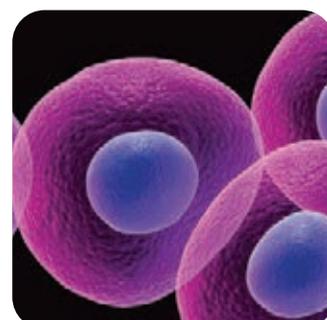
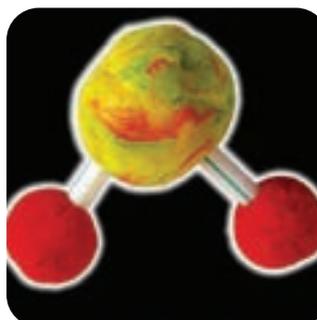
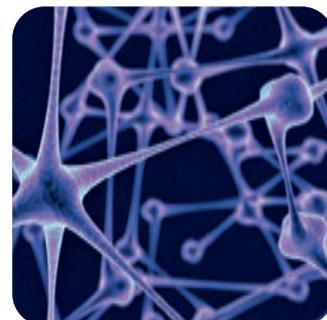
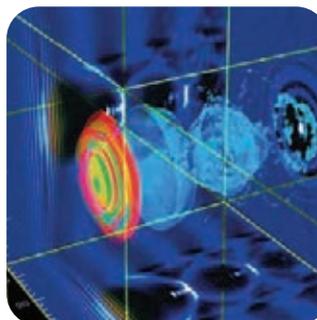
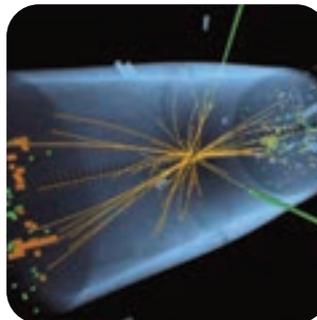


H)
1/4 página
ou faixa

Posição	Preço (Euros)	
	Ímpar	Par
A	900	
B	900	
C	900	
D	1200	
E	1000	
F	600	550
G	400	350
H	250	200
banner website	100/mês	



Para os físicos e amigos da física.
WWW.GAZETADEFISICA.SPF.PT



Aos preços da tabela acresce o IVA à taxa em vigor

Descontos de quantidade:

2X: -20% 3X: -25% 4X: -30%

Tiragem anual 2016:

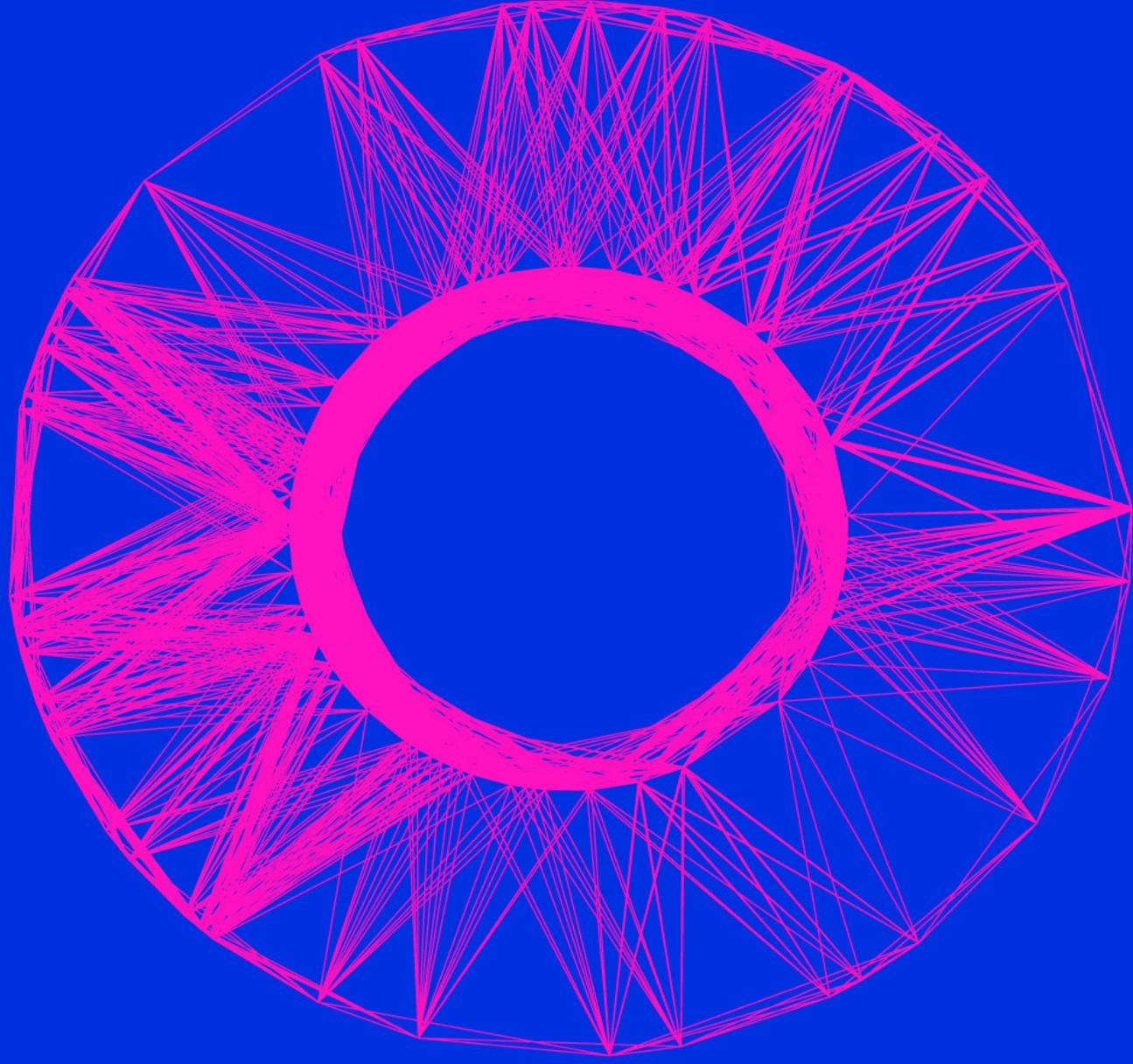
5400 exemplares

Contactos:

Sociedade Portuguesa de Física

Av. República 45, 3º eq. 1050-187 Lisboa

Tel: 351 21 799 36 65 · spf@spf.pt



IPhO 2018 Portugal