

Átomos de Rydberg: Estudos Quânticos com Átomos “Quase-Clássicos”

Renato Ejnisman^(1,2) e Paulo Nussenzveig⁽³⁾

¹*Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo,
Caixa Postal 369, 13560-970 São Carlos, SP*

²*Dept. of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester NY 14627*

³*Instituto de Física, Universidade de São Paulo,
Caixa Postal 66318, 05315-970, São Paulo, SP*

Trabalho recebido em 23 de março de 1996

Apresentamos uma introdução aos chamados Átomos de Rydberg, enfatizando sua relação com os fundamentos da Mecânica Quântica. Expomos as propriedades gerais desses estados atômicos, formas de obtenção experimental e detecção. Em seguida, são discutidos mais a fundo dois tipos diferentes de aplicações de átomos de Rydberg, que permitem enfocar certos efeitos quânticos. Primeiramente, revemos experiências em que átomos de Rydberg são utilizados para evidenciar o limite clássico da Mecânica Quântica, com uma interessante discussão acerca do Princípio de Correspondência. Finalmente, tratamos do comportamento desses átomos em presença de campos eletromagnéticos e como é possível utilizar esta interação para realizar estudos de propriedades fundamentais de Mecânica (e Eletrodinâmica) Quântica.

Abstract

We present an introduction to the so-called Rydberg Atoms and emphasize their relation to the principles of Quantum Mechanics. Their main properties, the means of producing and detecting these atoms are also discussed. A more thorough discussion of two different types of applications of Rydberg atoms follows. First, we review experiments in which Rydberg atoms are used to study the classical limit of Quantum Mechanics, with an interesting discussion about the Correspondence Principle. Finally, we deal with the behavior of these atoms in presence of electromagnetic fields and how it is possible, through this interaction, to study fundamental properties of Quantum Mechanics (and Electrodynamics).

I. Introdução

Átomos de Rydberg são átomos que possuem o número quântico principal, n , muito grande. Uma definição de quão grande n deve ser para o átomo ser considerado de Rydberg não existe, mas para fins práticos $n \geq 15$ é bastante satisfatório. Estes átomos possuem propriedades bastante incomuns: por exemplo, eles podem ser mais de 10 mil vezes maiores que um átomo no estado fundamental; sua vida média pode vir a ser maior que 1 ms.

Os átomos de Rydberg podem ser usados para uma

série de aplicações. Suas grandes dimensões implicam em um grande momento de dipolo, o que permite que os átomos sejam utilizados para estudos de interações atômicas com campos eletromagnéticos [1]. Seu grande número quântico principal permite explorar o princípio de correspondência, o que traz informações sobre a transição entre a física quântica e a clássica [2, 3]. Em espectroscopia, os grandes momentos de dipolo permitem investigar transições de vários fons, por exemplo. As seções de choque obtidas em experimentos de colisões também são muito superiores às comumente obtidas devido às dimensões do átomo [4]. Os átomos

de Rydberg podem ser usados para se estudar eletrodinâmica quântica de cavidade, estados não-clássicos do campo eletromagnético [5] e até (proposto mais recentemente) fenômenos exóticos como teletransportação [6].

No presente trabalho, será visto o uso de átomos de Rydberg para a exploração de problemas básicos de mecânica quântica. Para isso, nos concentraremos em duas de suas importantes aplicações: o estudo da transição da mecânica quântica para a mecânica clássica e também a investigação entre estes átomos e o campo eletromagnético.

II. Propriedades Gerais, Produção e Detecção

Embora seja possível preparar estados de Rydberg do átomo de hidrogênio, por razões de aplicações práticas, estaremos considerando aqui, de modo geral, átomos alcalinos. Tendo em vista que o número quântico principal de um átomo de Rydberg é muito elevado, o elétron mais externo passará a maior parte do tempo muito afastado do núcleo e dos outros elétrons. O que ele “vê”, portanto, é o núcleo de carga Z blindado por $Z-1$ elétrons. Isso faz com que ele sinta um potencial que se assemelha muito ao de um átomo de hidrogênio. Para se ter idéia, lembramos que os autovalores do hidrogênio são dados pela fórmula de Rydberg: $E_n = -R/n^2$, onde R é uma constante que vale 13,6 eV. No caso dos átomos de Rydberg (alcalinos), a energia será basicamente a mesma:

$$E_{nl} = \frac{-R'}{(n - \delta_l)} = \frac{-R'}{n^{*2}} . \quad (1)$$

A diferença com o hidrogênio aparece em dois fatores: ao invés de R , temos R' , que é a constante exposta anteriormente, porém levando em conta a massa reduzida do elétron; e ao invés do número quântico principal n , há um número quântico efetivo $n^* = n - \delta_l$. Sem entrar em maiores detalhes, o termo δ_l , conhecido como defeito quântico, está relacionado ao fato de que quando o elétron passa próximo ao núcleo, ele sente a interação com os outros elétrons e com o núcleo de carga Z . Isso faz com que sua função de onda sofra uma mudança de fase que será igual a δ_l . O defeito quântico só será realmente significativo para estados de $l \sim 0$ pois, nestes casos, a função de onda pode ter valor apreciável

próximo ao núcleo. No que se segue, iremos desprezar δ_l , o que não é uma aproximação ruim visto que δ_l vale no máximo algumas unidades [1], o que é pequeno quando $n \sim 100$, por exemplo.

Outra propriedade interessante é o raio atômico. Sabe-se dos cursos de introdução à física quântica [7] que o raio atômico médio de um átomo de hidrogênio é dado aproximadamente por:

$$\bar{r} = n^2 a_0 , \quad (2)$$

onde $a_0 = 0,5 \times 10^{-10}$ m. Para $n = 100$, o átomo terá uma dimensão de cerca de $1 \mu\text{m}$, ou seja, da ordem de 10 mil vezes maior que o átomo no estado fundamental.

O momento de dipolo de transição entre dois estados de Rydberg $n \rightarrow n - 1$ será dado aproximadamente por:

$$d = n^2 e a_0 , \quad (3)$$

o que mostra que os átomos de Rydberg interagem fortemente com campos eletromagnéticos. É possível até mesmo que estes elevados momentos de dipolo possam ser aproveitados em experimentos que procuram evidências para a existência de momentos de dipolo permanentes em átomos [8].

Uma classe especial de átomos de Rydberg é a de “átomos circulares”, em que o momento angular orbital l e sua projeção no eixo z , m têm valores máximos: $m = l = n - 1$. Se nos recordarmos de uma das regras de seleção de dipolo elétrico $\Delta l = \pm 1$, vemos que esses estados só podem se acoplar aos estados circulares imediatamente superiores ($n + 1$) ou inferiores ($n - 1$)¹. Essa propriedade possui conseqüências muito importantes nos tempos de vida dos estados circulares. Por exemplo, um átomo circular com $n \sim 50$ terá um tempo de vida de cerca de 30 ms (o tempo de vida irá como n^5). Compare este valor com os cerca de 10^{-8} s de tempo de vida de um átomo comum no estado fundamental (e mesmo com os tempos de vida de cerca de 10^{-5} s de estados de Rydberg com momentos angulares próximos de 0).

Os átomos de Rydberg são produzidos normalmente em um feixe atômico ou célula de vapor. Os átomos partem do estado fundamental (ou, às vezes, de um estado

¹ A rigor, há também um acoplamento com estados de mesmo número quântico principal mas ele é bem inferior.

metaestável) e, na grande maioria dos trabalhos realizados, são excitados por um ou mais fons através do uso de lasers. Em alguns casos, pode-se usar a captura de dois fons de mesma frequência, o que é extremamente conveniente por requerer apenas um laser.

A detecção se dá normalmente através de ionização em campo elétrico. Aplica-se um campo elétrico que seja capaz de ionizar o átomo (cerca de 5 kV/cm para $n \sim 30$), e os íons (ou elétrons) são detectados com detectores de íons (ou multiplicadores de elétrons). Este método de detecção é *seletivo*, ou seja, ele permite conhecer e até selecionar o estado do átomo detectado [1].

Vale agora levantar a seguinte pergunta: geralmente os átomos de Rydberg estudados tem n entre 20 e 100. Por que não se usam átomos de n maior? Há dois fatores limitantes: i) quanto maior n , menor o campo elétrico necessário para ionizar o átomo (o efeito vai com n^{-4}) e fica cada vez mais difícil blindar os átomos de campos tão tênues; ii) a seção de choque geométrica aumenta com n^4 e as colisões começam a dificultar a obtenção de resultados experimentais (no caso de experiências em célula de vapor). Mesmo assim, o recorde de átomos de Rydberg em laboratório é bastante impressionante ($n = 290$) [9] e em astronomia já se observou até $n \sim 700$ para o carbono [10].

Antes de passarmos à próxima seção, vale mencionar que há alguns artigos introdutórios sobre átomos de Rydberg bastante interessantes. Dentre eles, destacamos dois trabalhos de Kleppner de nível elementar [10, 11]. Uma introdução um pouco mais avançada aparece na ref. [1]. Finalmente, a ref. [12] possui uma série de artigos sobre átomos de Rydberg que continuam sendo relevantes, apesar de terem mais de uma década de existência.

III. Átomos de Rydberg e o Limite Clássico da Mecânica Quântica

Por mais de 300 anos, a física pôde descrever e explicar fenômenos naturais através da teoria atualmente conhecida como mecânica clássica. Com ela, por exemplo, pode-se determinar a trajetória e o período de revolução de um planeta ao redor do sol — desde que se conheça, obviamente, a força gravitacional.

Entre o fim do séc. XIX e o início do séc. XX, verificou-se que os átomos que constituíam a matéria

eram formados por partículas carregadas eletricamente. Como ficou demonstrado por Rutherford, as partículas positivas residiam no centro quase pontual do átomo e, ao redor delas, encontravam-se os elétrons de carga negativa. Uma breve introdução à história da teoria atômica pode ser encontrada em qualquer livro de introdução à física quântica (veja, por exemplo, a ref. [7]). Para o presente trabalho basta ressaltar um ponto importante: devido ao fato de que a força de atração entre as cargas cai como $1/r^2$ (da mesma forma que a força gravitacional) esperava-se a princípio que um modelo planetário se aplicasse aos átomos. Isto é, num átomo de hidrogênio, por exemplo, o elétron giraria em torno do núcleo numa trajetória elíptica como previsto por Kepler para os planetas.

No entanto, este modelo esbarra em algumas dificuldades importantes. Entre elas, a principal está relacionada ao fato de que, de acordo com a física clássica, partículas aceleradas irradiam. A potência irradiada por uma carga e e aceleração a , é dada pela fórmula de Larmor: $P = 1/(4\pi\epsilon_0) \times 2e^2 a^2 / 3c^3$. Para o átomo de hidrogênio, assumindo que $a = \omega^2 r$, $\hbar\omega = 13,6$ eV e $r \approx a_0 = 0,5 \times 10^{-10}$ m, obtém-se $P = 3,2 \times 10^{-9}$ W (ou 2×10^{10} eV/s). Se assumirmos que o elétron mantém esta aceleração à medida em que “cai” para o centro do átomo, ele irá perder seus 13,6 eV em cerca de 10^{-9} s, quando então o átomo deve se encontrar inteiramente colapsado no núcleo. De fato, uma estimativa que leva em conta o aumento da aceleração à medida em que o elétron se aproxima do núcleo dá o valor ainda mais drástico de 10^{-12} s para o tempo de sobrevivência do átomo [7]. O simples fato de nós existirmos por tempos muito mais longos que esse demonstra que o modelo planetário do átomo é falho.

O problema do colapso atômico foi solucionado parcialmente por Bohr. Ele criou um modelo em que os elétrons só poderiam orbitar o núcleo em determinadas trajetórias de momento angular específico (quantizado). Isso forçava os átomos a permanecerem estáveis, mas não explicava a motivação física deste comportamento.

Foi somente com o advento da Mecânica Quântica nos anos 20 que se obteve uma visão mais consistente do átomo. Dentre vários pontos importantes da teoria quântica, ressaltamos dois aspectos que serão abordados mais a fundo neste trabalho:

i) o modelo quântico praticamente aboliu o conceito de trajetória². Ou seja, não faz mais sentido pensar no elétron como girando ao redor do núcleo. Ao contrário, o elétron é descrito em um formalismo análogo ao da mecânica ondulatória somado a um importante postulado. Ele diz que o quadrado da amplitude de onda — ou função de onda — associada a um elétron num átomo, por exemplo, determina a probabilidade de se encontrar este elétron em uma dada posição. É como se o elétron — ao invés de estar girando ao redor do núcleo, como no modelo planetário — estivesse espalhado pelo átomo preenchendo o espaço mais em um lugar ou outro de acordo com o valor do módulo ao quadrado de sua função de onda;

ii) devido ao caráter ondulatório da mecânica quântica, ao se realizarem medidas, nem sempre é possível se obter resultados de precisão arbitrária da grandeza em questão. Por exemplo, ao medirmos a posição e o momento de um elétron num átomo, o produto entre a incerteza na posição Δx e a incerteza no momento Δp deve obedecer á inequação: $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$. Este efeito é denominado Princípio da Incerteza e foi introduzido por Heisenberg.

Finalmente, vale ressaltar um ponto importante comum a qualquer teoria científica de sucesso. Quando novos efeitos são descobertos que requerem a concepção de modelos mais elaborados da natureza, sempre se deve tomar cuidado para que as novas teorias contenham de alguma forma os modelos anteriores como casos limite. Por exemplo, as transformações de Lorentz, que aparecem na teoria da relatividade, remetem-nos às transformações não-relativistas de Galileu no limite de baixas velocidades ($v \ll c$). Da mesma maneira, deve haver um limite clássico para a teoria quântica. Esta hipótese ficou conhecida como princípio de correspondência.

Segundo este princípio, os resultados da teoria quântica devem tender aos resultados clássicos quando o número quântico que descreve o sistema for suficientemente grande³. Assim, no caso atômico, os átomos altamente excitados ($n \gg 1$) devem trazer consigo características que lembrem o mundo clássico. É exatamente

este o motivo de se esperar que átomos de Rydberg tragam alguma indicação do que ocorre na transição da física quântica para a clássica.

Como ilustração, pode-se comparar a previsão quântica da frequência da luz emitida por um átomo de hidrogênio em uma transição $n \rightarrow n - 1$ com a previsão clássica. Podemos obter o que a teoria clássica prevê igualando a força centrífuga à força de atração elétrica de forma que:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}. \quad (4)$$

Assume-se também que o momento angular seja um múltiplo de \hbar : $mvr = n\hbar$. Com isso, pode-se calcular a frequência de oscilação do elétron, que deve ser igual à frequência da luz emitida. Obtém-se:

$$\nu_{cl} = \frac{v}{2\pi r} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \frac{2}{n^3}. \quad (5)$$

Já a teoria quântica prevê [7]:

$$\nu_{cl} = \frac{v}{2\pi r} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \left[\frac{1}{(n-1)^2} - \frac{1}{n^2} \right]. \quad (6)$$

Em primeira aproximação, quando $n \rightarrow \infty$ a expressão entre colchetes vai a $2/n^3$, em acordo com a previsão clássica e, portanto, com o princípio de correspondência. Na realidade, o que ocorre é que o intervalo entre os níveis de energia, que são discretos segundo a mecânica quântica, passa a ser tão pequeno que fica difícil distinguir do caso em que os níveis são contínuos, como seria de se esperar da mecânica clássica.

Antes de prosseguirmos, vale discutir uma sutileza que deve se levar em conta quando se trata do princípio de correspondência e que muitas vezes passa despercebida. No caso clássico, o conceito de trajetória e também o fato de se poder realizar medidas com precisão arbitrária estão presentes. Portanto, se queremos obter um limite clássico da teoria quântica do átomo, as duas características mencionadas devem, de alguma forma, voltar à tona. Ou seja, não basta que os resultados numéricos se aproximem. É também necessário

²Feynman introduziu uma visão alternativa da Mecânica Quântica, onde integrais de caminho trazem de volta a figura da trajetória. No entanto, a trajetória de Feynman, que vem associada a uma probabilidade, é conceitualmente diferente da trajetória clássica (determinista).

³É também comum utilizar $\hbar \rightarrow 0$ como o limite clássico. Este limite, apesar de matematicamente análogo a $n \rightarrow \infty$, não contém o mesmo significado físico. De fato, é de se perguntar se o limite $\hbar \rightarrow 0$ tem qualquer significado físico, visto que \hbar é uma constante.

que se possa atribuir uma trajetória ao elétron para n suficientemente grande. Além disso, o produto das incertezas também deve tomar o valor mais próximo possível de zero neste caso.

Com a ajuda da tecnologia de lasers sintonizáveis e de pulsos curtos, foi possível, a partir da década de 80, realizar-se experimentos que usam átomos de Rydberg com o propósito de elucidar esta transição entre a mecânica quântica e a física clássica. Passamos agora à descrição de alguns destes experimentos e seus resultados.

Os dois primeiros trabalhos que exploraram mais explicitamente os limites clássicos de um átomo foram o do holandês van den Linden van den Heuvell e colaboradores [2] e o de Stroud e colaboradores [3] da Universidade de Rochester nos EUA. Ambos usaram pulsos curtos de laser para explorar o princípio da correspondência com o auxílio de estados de Rydberg a partir de feixes de átomos alcalinos. Por exemplo, na experiência de Stroud [3], um feixe de potássio foi utilizado e os átomos eram excitados através da captura de dois fótons para estados de Rydberg. Eram utilizados pulsos curtos de laser (25 ps) para excitar os átomos até $\bar{n} = 85$. Utiliza-se pulsos curtos para que a largura de banda do laser seja suficientemente grande para excitar mais de um estado (no caso, $\Delta n = 5$). Isso aumenta a localização do pacote de ondas criado, entre outros efeitos.

No entanto, o pacote de ondas formado será bem localizado apenas na direção radial. Ao invés de uma elipse de Kepler, como seria de se esperar da física clássica, haverá uma casca esférica oscilando na direção do raio (Fig. 1). É como se houvesse um conjunto de partículas clássicas, cada uma viajando numa elipse, mas com as direções das elipses distribuídas ao longo de todas as direções do espaço [3].

Após se criar o pacote de ondas radial e deixá-lo oscilar por um certo tempo, a posição do pacote é verificada através de um feixe de prova. Este feixe é outro pulso curto que, ao ser absorvido, ioniza o átomo e permite sua detecção através de um contador de íons. A taxa de absorção do feixe de prova é tanto maior quanto mais próximo do núcleo estiver o pacote. A razão para isso é simples: a corrente eletrônica $J = ev$ será maior onde a velocidade v do pacote for maior. Por sua vez, a velocidade do elétron é maior no seu perigeu, ponto

em que o pacote está mais próximo do núcleo, e menor no ponto oposto, o apogeu. A taxa de absorção, dada por $J.E$, onde E é o campo elétrico do laser de prova, será então também maior no perigeu. Com isso, pode-se determinar a posição do pacote através do sinal do contador de íons: quanto maior o sinal, mais próximo do núcleo estará o pacote. Ao se variar o intervalo de tempo entre o primeiro pulso (excitação ao estado de Rydberg) e o segundo (pulso de prova), pode-se explorar a “trajetória” do pacote de onda.

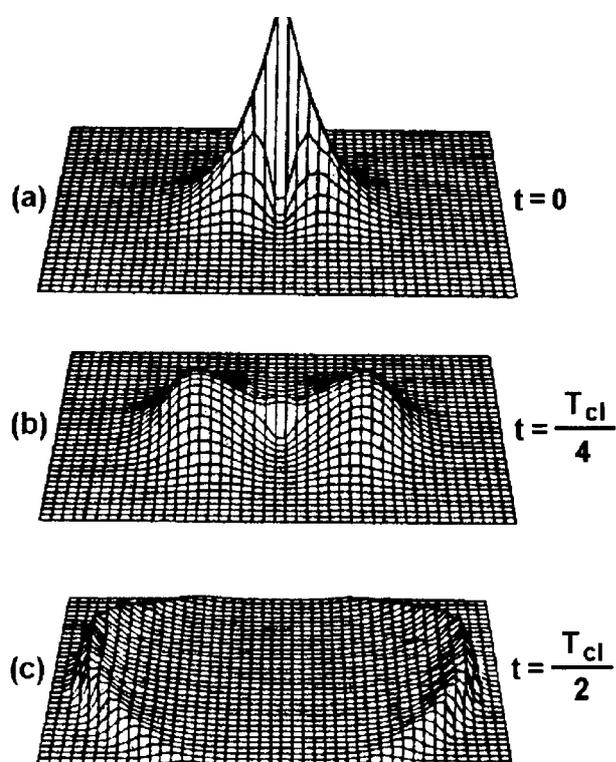


Figura 1. Simulação da evolução de um pacote de ondas de $n = 85$. Em (a), o pacote acaba de ser formado. Em (b), passou-se um quarto do período clássico de revolução. Finalmente, em (c), o pacote atingiu o apogeu (raio de $8000 a_0$) após um tempo de metade do período clássico. Extraído da ref. [3].

Os resultados do experimento da ref. [3] aparecem na Fig. 2. Pode-se observar que há um máximo quando o intervalo entre o pulso de excitação e o pulso de prova é zero. Isto significa que o pacote de onda está inicialmente no centro do átomo. Depois, o sinal diminui e cresce novamente a cerca de 107 ps de intervalo, indicando que houve uma oscilação do pacote até uma certa distância e depois novamente de volta ao núcleo. Após 214 ps do pulso de excitação, o máximo se repete. O interessante é que a teoria clássica prediz que

o período de revolução seria de 107 ps, em excelente acordo com a observação experimental. Outro fato interessante é que nos pontos de apogeu, a localização do pacote é tal que o produto das incertezas $\Delta p_r \Delta r$ difere de $\hbar/2$ por apenas alguns porcentos⁴ [2]. Ou seja, à primeira vista, parece que foram fabricados átomos genuinamente clássicos.

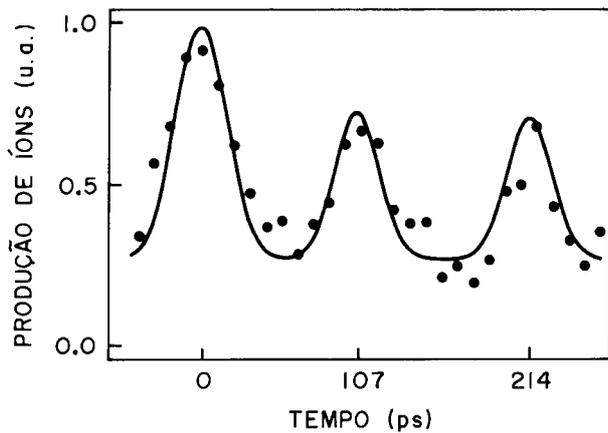


Figura 2. Resultados experimentais obtidos por Stroud e colaboradores [3]. O pacote de ondas oscila com período próximo ao período clássico de revolução (107 ps). Note que o pacote encontra-se inicialmente ($t = 0$) próximo ao núcleo. A curva sólida é o resultado de um cálculo teórico.

Entretanto, ao analisarmos mais cuidadosamente a Fig. 2, vemos que tanto os pontos experimentais quanto a curva sólida (resultado de um modelo teórico) decrescem com o tempo. Este fato está relacionado a um importante efeito *quântico*: a dispersão do pacote de ondas. Esta dispersão ocorre devido à diferença na separação em energia dos diversos níveis envolvidos. Se a separação em energia fosse constante (como no caso do oscilador harmônico), todo o pacote de onda viajaria à mesma velocidade e não haveria dispersão. No caso de átomos de Rydberg, a separação cai com $1/n^4$ e, apesar de bastante pequena para $n \approx 100$, ainda é a responsável por provocar a dispersão do pacote que gera o decaimento da intensidade dos picos (Fig. 2). O fato de que os pontos experimentais caem mais rapidamente que o previsto (curva sólida) ocorre devido a flutuações na frequência do laser que não estavam incluídas no modelo.

A situação portanto é, até certo ponto, paradoxal. O mesmo sistema que demonstra comportamento tipicamente clássico, mostra simultaneamente algumas

propriedades do mundo quântico. Isso indica que o princípio de correspondência é mais complexo do que se pode esperar a priori. Para tentar tornar mais clara esta questão, Carlos Stroud e seu grupo realizaram novos experimentos que enfatizaram o comportamento quântico exposto acima.

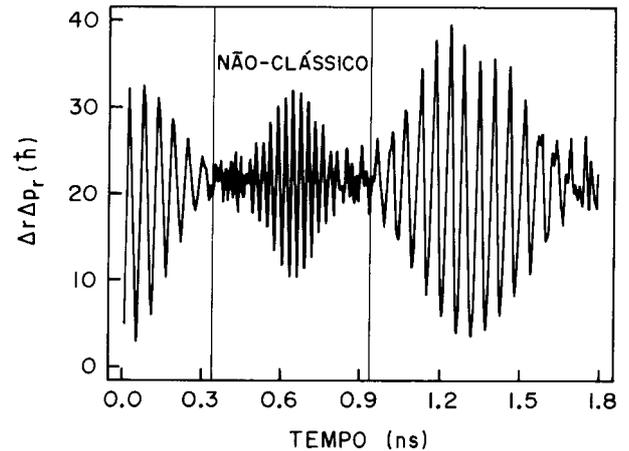


Figura 3. Resultados teóricos da evolução de um pacote de ondas com o tempo. Após algumas oscilações, a dispersão é tão grande que não se pode mais observar o movimento periódico. Entra-se então num regime quântico, já que a física clássica não prevê este comportamento. Após um certo tempo ($t \sim 0,7$ ns), aparece novamente um movimento periódico, cuja frequência é o dobro da anterior (que pode ser entendido como se o pacote de ondas estivesse dividido em dois). Finalmente, a ponta do pacote de ondas dá uma volta em si mesma e o movimento periódico (com período igual ao inicial) ressurge (“revival”). Extraído da ref. [14].

Mantendo basicamente o mesmo método experimental que o da ref. [3], mas com algumas implementações técnicas, Yeazell, Mallalieu e Stroud [13, 14] foram capazes de observar um número muito maior de oscilações do pacote de ondas radial. Eles obtiveram resultados experimentais semelhantes ao previsto por um modelo teórico que consiste na solução da equação de Schrödinger para os diversos níveis envolvidos (Fig. 3). Note que o produto das incertezas é mínimo no apogeu, onde o pacote é melhor localizado, mas cresce no perigeu e, portanto, está diretamente correlacionado com a posição radial do pacote. Verifica-se que o átomo inicialmente oscila com o período clássico de revolução (cerca de 50 ps, neste caso). Nas primeiras oscilações, os átomos no perigeu apresentam um mínimo para o produto de incertezas que está próximo do limite previsto pela Mecânica Quântica. à medida que o intervalo

⁴No perigeu, entretanto, a incerteza aumenta pois o potencial diverge devido à dependência com $1/r$.

de tempo aumenta, o mínimo começa a ser consideravelmente maior. Este efeito é devido à dispersão do pacote, conforme explicado acima.

Após algumas oscilações, a dispersão é tão grande que o pacote cobre todo o espaço entre perigeu e apogeu e fica difícil distinguir qualquer movimento periódico. A partir daí, o átomo começa a demonstrar mais claramente suas características não-clássicas. Basicamente, o que ocorre é que conforme se dispersa, a ponta do pacote de onda — que viaja mais rapidamente — começa a alcançar o rabo — que viaja mais lentamente — e gera efeitos de interferência, característica tipicamente quântica. De fato, para certos tempos, o pacote chega a se dividir em dois e o período de revolução cai pela metade (a frequência dobra), como pode se observar na Fig. 3, próximo a 400 ps. Mais tarde, a parte rápida do pacote de ondas dá uma volta completa ao redor da porção mais lenta e o pacote volta a parecer com o que era antes. Com isso, o comportamento clássico “renasce”. Este renascimento (ou “revival”) é uma assinatura clara de que há processos quânticos envolvidos, já que a física clássica não prevê qualquer efeito deste tipo.

Mais recentemente, foi realizado um experimento em que um átomo de Rydberg era usado de forma análoga a um interferômetro de Young (interferômetro de duas fendas) [15]. Mas, ao invés da luz, era o elétron quem sofria a interferência. Nesta experiência, ao invés de um pacote de ondas, eram criados dois pacotes com um intervalo de tempo arbitrário entre eles (diferença de fase arbitrária). Isso era feito através de dois pulsos de excitação — ao invés de um único pulso. Caso não houvesse dispersão, os dois pacotes de ondas oscilariam em trajetórias de Kepler indefinidamente sem interferir entre si. Como vimos, no entanto, há dispersão e isso faz com que porções dos dois pacotes ocupem, num certo tempo, o mesmo local no espaço e sofram interferência.

Concluindo esta seção, vimos que os átomos de Rydberg podem ser usados para esclarecer como ocorre a transição entre o mundo quântico e o clássico. Em particular, os experimentos descritos acima mostraram que o princípio de correspondência é muito mais sutil e rico do que se poderia pensar a priori.

Os resultados de algumas das experiências discutidas são apresentados em nível elementar na ref. [16],

que é uma excelente introdução ao assunto. Uma visão do uso de átomos de Rydberg diferente da que foi exposta para se explorar o princípio de correspondência aparece na ref. [17].

IV. Interação de tomos de Rydberg com o Campo Eletromagnético

Trataremos nesta seção da interação de átomos de Rydberg com o Campo Eletromagnético. Esta talvez seja uma das aplicações mais “populares” de átomos em estados de Rydberg. Trata-se de explorar duas das propriedades mais importantes que estes estados atômicos possuem: os elevados dipolos elétricos de transição e os tempos de vida consideravelmente maiores que aqueles de estados pouco excitados. Podemos visualizar esses átomos como grandes “antenas”, extremamente sensíveis a campos elétricos externos. Veremos aqui como esses átomos são usados para estudar a interação entre a radiação e a matéria. Inicialmente, consideraremos um campo elétrico estático (DC). Em seguida, passaremos a campos oscilantes e o domínio chamado de Eletrodinâmica Quântica em Cavidades (CQED, de Cavity Quantum Electrodynamics). Nesse domínio, átomos de Rydberg são usados para estudar propriedades fundamentais da radiação e também para ilustrar princípios básicos da Mecânica Quântica.

IV.1 Átomos de Rydberg em Campos Estáticos

Em cursos introdutórios de Mecânica Quântica, começamos o estudo do átomo pelo sistema mais simples possível: o átomo de Hidrogênio. O sistema é descrito por um Hamiltoniano que leva em consideração o movimento livre do elétron e sua interação coulombiana com o próton no núcleo. Embora a questão não seja tão simples assim, é um dos únicos problema que podem ser resolvidos exatamente em Mecânica Quântica. Por isso, um assunto muito importante que é estudado em seguida trata de aproximações e se chama a Teoria das Perturbações (estacionárias ou dependentes do tempo). Como um dos primeiros exemplos de aplicação dessa teoria, estudamos o átomo em presença de um campo elétrico externo, o chamado *efeito Stark*. A magnitude dessa perturbação, que modifica a energia do estado atômico, depende do dipolo de transição do

átomo. Para estados de Rydberg, portanto, é um efeito muito importante.

Recentemente, um grupo de pesquisa dos Estados Unidos usou essa propriedade para “mapear” um campo elétrico [18]. O princípio é bastante simples e consiste em medidas espectroscópicas usando átomos de Rydberg. Um feixe atômico atravessa uma região em que se quer medir o campo elétrico. Uma fonte de luz induz transições entre estados de Rydberg nessa região. Em seguida, os átomos penetram em um detector onde são ionizados em um campo elétrico intenso. É possível saber em que estado o átomo se encontrava em função da amplitude do campo elétrico necessário para ionizá-lo. Ao se variar a frequência da fonte de luz, a fração de átomos que sofre a transição é modificada. Mede-se, assim, a frequência de transição entre os estados de Rydberg e a largura de linha correspondente. O efeito do campo elétrico, como vimos, é de deslocar os níveis de energia atômicos. Esse deslocamento é diferente dependendo do estado em que se encontra o átomo. Em particular, a frequência da transição entre os estados de Rydberg é modificada pelo campo elétrico. Portanto, uma medida da frequência de transição permite conhecer o campo elétrico. Essa frequência é conhecida com uma certa precisão, o que está associado à largura de linha. Se o campo elétrico não for homogêneo, ele será responsável por um alargamento da linha atômica. Como os átomos de Rydberg são extremamente sensíveis a campos externos, podemos conhecer o valor do campo e seu grau de homogeneidade com grande precisão.

A descrição que foi feita aqui revela o princípio para “mapear” o campo elétrico. O que foi feito na realidade [18], difere um pouco desta descrição. Experimentalmente, a maior diferença reside no fato de que eles variam o campo elétrico ao invés de variar a frequência do laser. Os dois procedimentos são equivalentes pois, ao se variar o campo mantendo a frequência do laser fixa, a energia dos estados de Rydberg irá variar, fazendo com que estados diferentes entrem e saiam de ressonância com o laser. Esta técnica apresenta a vantagem de se poder trabalhar com um laser de HeNe, de frequência fixa e muito bem determinada. Finalmente, é bom salientar que o efeito Stark é um problema bem mais complicado para átomos alcalinos do que para o átomo de Hidrogênio (na experiência, eles usam Li e excitam estados com $n = 15$). Uma teoria

recente foi desenvolvida para este problema [19, 20, 21] e é diretamente usada para tratar os dados deste experimento [18].

IV.2 Eletrodinâmica Quântica em Cavidades

Já dissemos que os átomos de Rydberg se comportam como grandes “antenas” em sua interação com campos eletromagnéticos. Acabamos de ver um exemplo de aplicação dessa interação com campos estáticos. Mas, como sabemos, antenas são normalmente utilizadas com campos oscilantes... Veremos agora como essa interação pode ser usada para estudar propriedades quânticas fundamentais da radiação assim como para ilustrar propriedades básicas da própria Mecânica Quântica.

A Eletrodinâmica Quântica em Cavidades [22, 23, 24] tem como objetivo o estudo da interação entre a radiação e a matéria em seu nível mais fundamental. Apenas para registro, há dois domínios de atuação: experiências no domínio ótico (luz com comprimento de onda próximo ao visível), usando níveis atômicos pouco excitados [25, 26] e experiências usando átomos de Rydberg e cavidades micro-onda (com frequências de ressonância tipicamente entre 20 e 60 GHz). Só trataremos aqui das experiências com átomos de Rydberg.

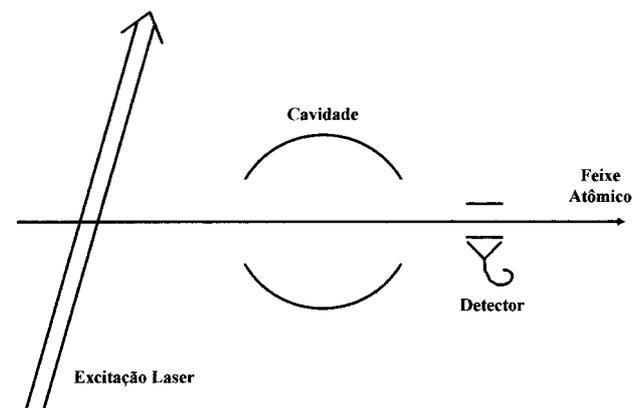


Figura 4. Esquema experimental típico de uma experiência de Eletrodinâmica Quântica em Cavidades usando átomos de Rydberg.

O dispositivo experimental típico para experiências com átomos de Rydberg e cavidades micro-onda está esquematizado na Fig. 4. Um feixe de átomos atravessa uma região de interação com lasers que excitam os estados atômicos de interesse (tipicamente n entre 30 e 60) e, em seguida, penetra na cavidade onde interage

com o campo. Finalmente, os átomos entram em um condensador onde é aplicado um campo elétrico intenso que os ioniza e permite detectar de maneira seletiva o estado atômico.

Várias experiências foram realizadas a partir de meados dos anos 80 por grupos dos EUA, Alemanha e França. No princípio, se tratava de modificar as propriedades radiativas de átomos. Mudando a densidade de modos do campo (a introdução das paredes metálicas da cavidade modifica as condições de contorno para o campo eletromagnético), foi possível aumentar a taxa de emissão espontânea assim como inibi-la significativamente [27, 28, 29, 30]. Essas experiências se realizaram em condições de acoplamento átomo – campo relativamente fraco. Estaremos mais interessados aqui no regime de acoplamento forte em que, em particular, a emissão espontânea pode ser reversível (as chamadas oscilações de Rabi no vácuo) [31]. O átomo pode trocar energia com o campo de maneira periódica. Os primeiros efeitos a serem demonstrados nesse regime estavam relacionados a propriedades de emissão dos átomos dentro de uma cavidade ressonante. O chamado micromaser é um excelente exemplo. O maser, como o laser, é um dispositivo em que radiação com frequência de micro-ondas (no caso do laser, a frequência é ótica) é emitida de maneira coerente. No caso do micromaser [32, 33], essa emissão é possível com apenas um átomo de cada vez na cavidade! Isso se deve exatamente ao regime de acoplamento forte entre átomos e campo. Os átomos atravessam a cavidade e podem absorver e/ou emitir fons, modificando o campo presente. O estado atômico é detectado em seguida e fornece informação sobre o estado do campo dentro da cavidade. Aqui é importante ressaltar uma outra propriedade de átomos de Rydberg essencial para o funcionamento dessas experiências: os longos tempos de vida. Com efeito, se os tempos de vida não fossem longos, o átomo teria uma probabilidade não desprezível de mudar de estado no trajeto entre a cavidade e a detecção. Evidentemente, como o conhecimento do estado do átomo fornece a informação sobre o campo, isso prejudicaria qualquer medida.

IV.2.1 Medida QND do Número de Fons dentro da Cavidade

A partir do início dos anos 90, novas experiências

foram propostas em CQED usando a interação *não-ressonante* entre átomos e campo ao invés da interação ressonante. O que se ganha com isso? Suponhamos que nossa intenção seja a de medir o número de fons dentro de uma cavidade. Poderíamos, em princípio, enviar um feixe de átomos cuja frequência de transição fosse exatamente igual à frequência do modo da cavidade. Se a cavidade estivesse inicialmente vazia (vácuo) e os átomos fossem enviados sempre no estado excitado da transição, ao detectarmos cada átomo saberíamos sempre quantos fons foram deixados na cavidade. O problema que se coloca é: o que ocorre se deixarmos de detectar um átomo? Evidentemente, perdemos a informação sobre o número de fons! Experimentalmente, os detectores atômicos não são 100% eficientes... Claramente, esse não é o melhor método para realizar a medida.

Consideremos agora a interação não-ressonante. Se a frequência de transição atômica for diferente da frequência do campo, os átomos não podem nem emitir nem absorver fons dentro da cavidade. Com isso, eles não modificam aquela propriedade (número de fons) do campo que queremos medir. Um ponto a favor. Será que eles interagem com o campo? A resposta é sim, há uma interação dispersiva entre átomos e campo, cujo efeito é de deslocar os níveis de energia atômicos. Isso lembra o efeito Stark? Não é sem razão que esse efeito é chamado de efeito Stark dinâmico (AC). Como no caso do efeito Stark DC, o deslocamento de energia é proporcional à magnitude do campo. Ou seja, os deslocamentos dos níveis atômicos variam linearmente com o número de fons dentro da cavidade. Se for possível medi-los, estaremos realizando uma medida do número de fons! O problema está cada vez mais próximo de ser resolvido. Agora temos que descobrir como medir um deslocamento de energia dentro da cavidade. Para fazê-lo, lembramos que a função de onda atômica tem uma dependência temporal da forma $e^{-Et/\hbar}$. Portanto o deslocamento de energia dentro da cavidade introduz uma defasagem na função de onda atômica. Essa defasagem não precisa ser medida dentro da cavidade! Basta montar um esquema interferométrico que será possível medi-la *fora da cavidade* [34]!

Podemos ressaltar aqui novamente a importância dos longos tempos de vida atômicos. Como a me-

dida se baseia na detecção do estado atômico, este não pode mudar devido a uma emissão espontânea. Por outro lado, também é necessário que o campo sobreviva um tempo suficiente para que possamos realizar a medida. Por isso, essas experiências são realizadas com cavidades de altíssimo fator de qualidade, como aquelas feitas de Nióbio supercondutor, o que implica trabalhar a baixíssimas temperaturas (tipicamente, o dispositivo experimental se encontra resfriado em um criostato, a uma temperatura da ordem de 0.8 K). A medida do número de fons ainda não foi realizada experimentalmente justamente por causa dessa última condição. Um grupo da Ecole Normale Supérieure está bem próximo de fazê-lo. Com uma cavidade de fator de qualidade moderado (tempo de relaxação do campo inferior ao tempo de passagem de um único átomo), foi possível demonstrar a sensibilidade do interferômetro. O campo podia ser modificado várias vezes durante a passagem de um átomo (os átomos eram preparados em estados de Rydberg circulares com $n = 50$). Com isso, ao invés de medir o número de fons, era possível medir o número *médio* de fons. A sensibilidade do interferômetro é tal que foram medidos números médios de fons da ordem de $2/10$ de fóton [35]!

Voltemos novamente à situação em que o campo relaxa muito lentamente. A medida do número de fons é feita sem que haja emissão ou absorção dentro da cavidade. Em primeiro lugar, é importante ressaltar que, se um átomo não é detectado, o número de fons não é modificado. Portanto, só deixamos de adquirir informação com aquele átomo mas ainda é possível conhecer o número de fons. Por outro lado, medidas repetidas devem fornecer o mesmo resultado. Suponhamos que tenhamos realizado a medida e encontramos n fons na cavidade. Ao repetirmos a medida (antes que o campo possa relaxar), devemos encontrar novamente n fons. Isso é um exemplo de uma medida QND (Quantum Non-Demolition), não-destrutiva. Sabemos da Mecânica Quântica que uma medida introduz uma perturbação no sistema. Nesse caso, a perturbação é introduzida na grandeza “complementar” ao número de fons, a fase do campo.

Essa medida também ilustra alguns dos princípios fundamentais da Mecânica Quântica. A medida *prepara* o estado do sistema. Inicialmente, o campo pode estar em um estado qualquer (um estado coerente, por

exemplo). Após a medida, o campo é projetado em um estado de Fock. Isso é feito através de uma correlação não-local entre os átomos e o campo, que sobrevive um tempo longo após ter cessado a interação entre estes (desde que os tempos de vida atômicos e do campo sejam longos o suficiente). Trata-se de uma situação semelhante ao paradoxo EPR [36]: realizamos uma medida sobre o átomo após este ter deixado a cavidade e *imediatamente* o campo é projetado em um estado correspondente ao resultado da medida!

Este mesmo sistema experimental permite investigar a transição entre o mundo quântico e o mundo clássico, como as experiências sobre o princípio da correspondência descritas acima. Sem entrar em detalhes, a interação entre átomos e campo pode ser usada para preparar estados não-clássicos do campo, como uma superposição quântica de estados coerentes [34] (quase clássicos). Esses estados vêm sendo chamados de estados “gato de Schrödinger” do campo, em analogia com o famoso paradoxo de Schrödinger [37]. Schrödinger imaginou uma situação em que se poderia criar um estado que seria uma superposição de dois estados de um gato (vivo ou morto). Uma superposição desses estados, como sabemos da Mecânica Quântica não significa que o gato está ou vivo ou morto: há um termo de interferência! Mas nós não vemos este tipo de superposição no mundo clássico! Por que? A resposta está na chamada *descoerência*: a coerência entre as duas componentes da superposição decai em um tempo muito mais curto do que o decaimento de cada componente. Esse tempo é cada vez mais curto quanto mais *macroscópico* é o sistema. No caso de CQED, é possível estudar este tempo de descoerência em função da intensidade média de cada componente da superposição, ou seja, em função do caráter macroscópico de cada componente. Isto significa poder estudar “em tempo real” a transição de um estado quântico a um estado clássico.

V. Conclusão

As aplicações de átomos de Rydberg ao estudo de propriedades quânticas são extremamente numerosas, como já é possível ver por aquelas que descrevemos aqui. Evidentemente, não as cobrimos todas. Um exemplo claro de uma aplicação extremamente interessante é a interação de átomos de Rydberg com campos

intensos. A pesquisa dessa interação, que vem sendo realizada de forma tanto teórica quanto experimental, permite estudar o fenômeno de Caos e, mais ainda, de Caos quântico [38, 39].

No Brasil, há um grupo experimental chefiado pela Prof^a. Sandra Vianna, na UFPE, que trabalha com átomos em estados de Rydberg. No caso, são experiências de ótica Não-Linear, envolvendo estados de Rydberg. Recentemente, esse grupo observou um efeito de interferência quântica no processo de mistura de quatro ondas com átomos de Rydberg [40].

Acreditamos que essa pequena introdução/revisão sobre átomos de Rydberg tenha mostrado o quanto trata-se de sistemas verdadeiramente excepcionais para se fazer estudos fundamentais em Mecânica Quântica. Como vimos, paradoxalmente, embora estes átomos sejam uma das melhores aproximações possíveis de um átomo “clássico”, eles permitem o estudo de fenômenos intrinsecamente quânticos. Mais do que isso, eles podem nos permitir aprender mais sobre onde se encontra a “fronteira” entre o mundo quântico e o mundo clássico (estudos do princípio de correspondência e de descoerência).

Nota adicionada após as provas: Desde a submissão deste artigo houve progressos significativos na área de Eletrodinâmica Quântica em Cavidades. Em particular, dois grupos conseguiram produzir estados do tipo “gato de Schrödinger”, sendo que um deles realizou o que acreditamos ser a primeira medida de descoerência quântica em um ambiente de dissipação totalmente controlada. Os leitores interessados devem procurar as referências citadas a seguir.

[41] M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Mali, C. Wunderlich, J.-M. Raimond e S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4887 (1996).

[42] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King e D. J. Wineland, *Science* **272** 1131 (1996).

[43] Comentários na revista *Science* de 24 de Maio de 1996 e de 6 de Dezembro de 1996.

References

- [1] S. Haroche e J.-M. Raimond. In D. Bates e B. Bederson, editors, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Volume **20**, Academic Press, 1985.
- [2] A. ten Wolde, L. D. Noordam, A. Lagendijk e H. B. van den Linden van den Heuvell, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2099 (1988).
- [3] J. A. Yeazell, M. Mallalieu, J. Parker e C. R. Stroud, *Phys. Rev. A* **40**, 5040 (1989).
- [4] K. A. Safinya, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 6 (1981).
- [5] S. Haroche e J.-M. Raimond. In D. Bates e B. Bederson, editors, *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, Academic Press, 1994.
- [6] L. Davidovich, N. Zagury, M. Brune, J.-M. Raimond e S. Haroche, *Phys. Rev. A* **50**, R895 (1994).
- [7] R. Eisberg e R. Resnick. *Física Quântica*. Campus, 1986.
- [8] R. Eijnisman, N. P. Bigelow e J. H. Eberly (a ser publicado).
- [9] H. Rinneberg, J. Neukammer, G. Jönsson, H. Hieronymus, A. König e K. Vietzle, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 382 (1985).
- [10] D. Kleppner, *Proc. on Atoms in Unusual Situations*, Editado por J. P. Briand, Plenum (1986).
- [11] D. Kleppner, M. G. Littman e M. L. Zimmerman, *Scientific American* p. 108 (Maio de 1981).
- [12] *Rydberg Atoms and Molecules*, Editado por R. F. Stebbings e F. B. Dunning, Cambridge University Press (1983).
- [13] J. A. Yeazell, M. Mallalieu e C. R. Stroud, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2007 (1990).
- [14] J. A. Yeazell e C. R. Stroud, *Phys. Rev. A* **43**, 5153 (1991).
- [15] M. W. Noel e C. R. Stroud, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1252 (1995).
- [16] M. Nauenberg, C. Stroud e J. Yeazell, *Scientific American* p. 44 (Junho de 1994).
- [17] T. P. Hezel, C. E. Burkhardt, M. Ciocca, L.-W. He e J. J. Leventhal, *Am. J. Phys.* **60**, 329 (1992).
- [18] G. D. Stevens, C.-H. Iu, T. Bergeman, H. J. Metcalf, I. Seipp, K. T. Taylor e D. Delande, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3402 (1995).
- [19] M. H. Halley, D. Delande e K. T. Taylor, *J. Phys. B* **25**, L525 (1992).
- [20] M. H. Halley, D. Delande e K. T. Taylor, *J. Phys. B* **26**, 1775 (1993).
- [21] I. Seipp e K. T. Taylor, *J. Phys. B* **27**, 2785 (1994).
- [22] S. Haroche e J.-M. Raimond, *Cavity Quantum Electrodynamics*, *Scientific American* **268**, 26 (1993). n^o 4.
- [23] S. Haroche e D. Kleppner, *Cavity Quantum Electrodynamics*, *Physics Today* **42**, 24 (Janeiro de 1989).
- [24] S. Haroche. *Cavity Quantum Electrodynamics*. In J. Dalibard, J.-M. Raimond e J. Zinn-Justin, editors, *Fundamental Systems in Quantum Optics*, Volume Session LIII of *Les Houches Summer School 1990*, North-Holland, Amsterdam, 1992.
- [25] R. J. Thompson, G. Rempe e H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1132 (1992).
- [26] K. An, J. J. Childs, R. R. Dasari e M. S. Feld, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3375 (1994).

- [27] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross e S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **50**, 1903 (1983).
- [28] R. G. Hulet, E. S. Hilfer e D. Kleppner, Phys. Rev. Lett. **55**, 2137 (1985).
- [29] D. J. Heinzen, J. J. Childs, J. E. Thomas e M. S. Feld, Phys. Rev. Lett. **58**, 1320 (1987).
- [30] W. Jhe, A. Anderson, E. A. Hinds, D. Meschede, L. Moi e S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **58**, 666 (1987).
- [31] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J.-M. Raimond e S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **76**, 1800 (1996).
- [32] D. Meschede, H. Walther e G. Müller, Phys. Rev. Lett. **54**, 551 (1985).
- [33] M. Brune, J.-M. Raimond, P. Goy, L. Davidovich e S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **59**, 1899 (1987).
- [34] M. Brune, S. Haroche, J.-M. Raimond, L. Davidovich e N. Zagury, Phys. Rev. A **45**, 5193 (1992).
- [35] M. Brune, P. Nussenzveig, F. Schmidt-Kaler, F. Bernardot, A. Maali, J.M. Raimond e S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **72**, 3339 (1994).
- [36] A. Einstein, B. Podolsky e N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
- [37] E. Schrödinger, Naturwissenschaften **23**, 807, 823, 844 (1935). [English translation by J.D. Trimmer, “*The Present Situation in Quantum Mechanics*”, Proc. Am. Phys. Soc. **124**, 3325 (1980)].
- [38] C.-H. Iu, G. R. Welch, M. M. Kash, D. Kleppner, D. Delande e J.-C. Gay, Phys. Rev. Lett. **66**, 145 (1991).
- [39] D. Delande, Physica Scripta **T34**, 52 (1991).
- [40] S. S. Vianna, P. Nussenzveig, W. C. Magno e J. W. R. Tabosa (a ser publicado).