

# Violação de Paridade em Átomos

(Parity Violation in Atoms)

Renato Ejnisman e Nicholas P. Bigelow

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

Trabalho recebido em 2 de novembro de 1995

## Resumo

Apresenta-se uma introdução ao problema de violação de paridade em átomos. Os aspectos elementares da teoria são mostrados e descreve-se como foi realizada a experiência de maior sucesso até o presente. Ao final, discute-se as implicações dos resultados obtidos assim como possíveis formas de melhorá-los.

## Abstract

The problem of parity violation in atoms is presented at an introductory level. Elementary aspects of theory are explained and the experiment that achieved the best results so far is described. At last, the implications of these results along with possible ways to improve them are discussed.

## 1. Introdução

A violação da paridade em átomos (VPA) é um fenômeno que vem ganhando crescente interesse por parte de físicos de várias áreas. Criado pela interação fraca entre os elétrons do átomo e os prótons e nêutrons do núcleo, este efeito permite investigar o Modelo Padrão das partículas elementares utilizando equipamentos que cabem em uma sala de laboratório comum, sem necessidade de aceleradores de partículas de quilômetros de distância.

Acreditamos que seja importante apresentar uma introdução à questão de VPA por vários motivos. Em primeiro lugar, é um efeito extremamente interessante cujas requintadas técnicas, tanto experimentais quanto teóricas, devem ser apreciadas mesmo por pessoas não envolvidas neste tipo de experimentos. Além disso, é um problema relevante dentro do contexto da física atual em que recursos para a construção de grandes aceleradores são cada vez mais escassos. Finalmente, deve-se ressaltar a multi-disciplinaridade da questão: ela envolve um problema de física atômica que é abor-

dado usando técnicas comuns à óptica e à física nuclear (no caso de se lidar com isótopos radiativos) e cuja relevância é desvendar pontos cruciais em física de partículas!

É também interessante apresentar uma introdução ao problema de VPA pelo fato de este assunto poder ser utilizado durante cursos introdutórios de física atômica, nuclear ou de partículas. Até mesmo cursos de graduação como os de “Introdução à Física Moderna” dão condições ao aluno entender o básico deste problema. Vários livros-texto neste nível (por exemplo, [1,2,3]) trazem o conhecimento necessário em mecânica quântica e física atômica, além de uma noção de física nuclear e de partículas. Uma exposição sobre o problema de VPA pode servir como uma forma elegante de encerrar um destes cursos, agregando vários assuntos abordados no programa.

Dentro deste contexto, tentamos fazer uma apresentação que valorizasse a didática. Com isso, tivemos que abrir mão de alguns aspectos menos relevantes. Na parte experimental, por exemplo, nós restringimos a

apresentar somente o método experimental que gerou os melhores resultados até o momento. Para revisões mais extensas a respeito do fenômeno de VPA, recomenda-se as referências [4,5,6]. Além disso, não foi explorada a evolução histórica destas investigações já que há um trabalho<sup>[4]</sup> que cobre o período do início das pesquisas até uma fase mais recente.

## 2. Aspectos Teóricos

Antes de partirmos ao estudo da violação de paridade em si, vejamos brevemente o que se entende por paridade. Essencialmente, a paridade de um estado ou partícula informa se sua função de onda muda ou não de sinal quando se invertem as coordenadas de espaço ( $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$ ). Na realidade, uma transformação  $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$  pode ser descrita por dois processos distintos: uma rotação de  $180^\circ$  e, em seguida, uma inversão como a produzida por um espelho (tente visualizar isto com auxílio de um espelho). Como se sabe, a física é invariante por rotações é daí que surge a conservação do momento angular. Portanto, a informação importante que a paridade carrega diz respeito somente ao segundo processo, a inversão por espelho.

Intuitivamente, esperamos que efeitos físicos sejam os mesmos independentemente de fazermos a observação diretamente ou através de um espelho. No entanto, em 1956, Lee e Yang<sup>[7]</sup> propuseram que uma das interações existentes, a força fraca (Tabela 1), desobedecia esta regra. Este efeito proposto, que ficou conhecido como violação de paridade, foi comprovado experimentalmente logo no ano seguinte em um sistema nuclear<sup>[8]</sup> e também no decaimento de partículas elementares<sup>[9]</sup>. No entanto, foi somente no meio da década de 70 que Bouchiat e Bouchiat perceberam que a interação fraca poderia causar violação de paridade até mesma na escala atômica<sup>[10]</sup>. Este efeito seria verificado através de transições atômicas que seriam proibidas não fosse a interação fraca. Vejamos, por exemplo, o caso do átomo de cério: uma transição do estado fundamental 6S para o excitado 7S (fig. 1) é proibida pois a amplitude de transição se anula:

$$\langle 7S | e z | 6S \rangle = \int d^3r \psi_{7S}^* e z \psi_{6S} = 0 \quad (1)$$

Este assunto é tratado em vários livros texto (veja por exemplo [1]). o motivo do cancelamento do elemento de matriz acima é que ambos estados possuem a mesma paridade ( $P = (-1)^\ell$ ) enquanto que o operador de dipolo carrega paridade ímpar, anulando a integral. Porém, é importante lembrar que os estados 6S e 7S são na verdade autoestados do hamiltoniano atômico que considera somente interações eletromagnéticas. Se houver alguma outra interação não levada em conta, estes estados poderão não mais ser autoestados de energia.

De fato, além da força eletromagnética, existe outra interação entre os elétrons e componentes do núcleo criada pela força fraca. Como ela é extremamente pequena, normalmente sua contribuição é desprezada. Portanto, se quisermos levá-la em conta, é válido usar teoria de perturbação e veremos que os estados atômicos na verdade se tornarão uma mistura de vários autoestados do hamiltoniano original. Assim, o novo estado 6S, que chamaremos  $\overline{6S}$ , será dado por:

$$|\overline{6S}\rangle = |6S\rangle + \sum_{nL \neq 6S} \frac{\langle 6S | H_{VPA} | nL \rangle}{E_{nL} - E_{6S}} |nL\rangle, \quad (2)$$

onde  $H_{VPA}$  é o potencial de interação fraca responsável por misturar estados de paridade distintas. Uma discussão detalhada sobre a obtenção deste potencial está fora do escopo deste artigo. Portanto, nos limitamos a apresentar sua forma não-relativística, dada por:

$$H_{VPA} = \frac{G_F}{2\sqrt{2}} Q_W \rho_n(r) \psi_e^+ \gamma_5 \psi_e \quad (3)$$

onde  $G_F$  é a constante de Fermi, relacionada com a intensidade das interações fracas;

$\rho_n(r)$  e  $\psi_e^+ \gamma_5 \psi_e$  estão relacionados com a densidade nuclear e eletrônica, respectivamente,

$Q_W$  é a chamada carga fraca. Ela é uma propriedade nuclear que está relacionada com a intensidade em que um determinado núcleo sentirá a força fraca, de forma análoga à conhecida carga elétrica.

Um ponto importante a se ressaltar sobre  $H_{VPA}$  é que este potencial cresce como  $Z^3$ . Portanto, é vantagem realizar experiências com átomos de grande

número atômico. Dentre os alcalinos, o melhor candidato é o céσιο ( $Z=55$ ), embora exista também a possibilidade de se realizar experimentos utilizando o frâncio ( $Z=67$ ), que possui somente isótopos instáveis de meia-vida curta<sup>[11]</sup>.

Voltando à amplitude de transição (1), verificamos que o fato dos estados estarem mesclados fará com que o elemento de matriz não se anule. Teremos:

$$\begin{aligned} A_{VPA} &= \langle \overline{7S} | ez | \overline{6S} \rangle \cong \langle \overline{7S} | ez | \overline{6S} \rangle + \langle \overline{7S} | ez | \overline{6S} \rangle \\ &= \sum_n \frac{\langle 7S | ez | nP \rangle \langle nP | H_{VPA} | 6S \rangle}{E_{6S} - E_{nP}} + \\ &= \sum_n \frac{\langle 7S | H_{VPA} | nP \rangle \langle nP | ez | 6S \rangle}{E_{7S} - E_{nP}} \end{aligned} \quad (4)$$

O cálculo deste elemento de matriz é extremamente complexo. Ele envolve um problema de mecânica quântica relativística de muitos corpos, cujas teorias nem sequer foram extensamente confrontadas com resultados experimentais. Isto na realidade aumenta a importância de estudos de VPA, por servirem como um teste para aquelas teorias. Vamos nos limitar a apresentar os resultados de um destes cálculos<sup>[12]</sup>:

$$A_{VPA} = -0.905(9) \times 10^{-11} i e a_0 (-Q_W/N). \quad (5)$$

O que é importante ressaltar do resultado acima é:

- há uma incerteza inerente à teoria que está na faixa de 1%. Esta incerteza é gerada pela dificuldade de se levar em conta a estrutura eletrônica dos átomos. Inclusive, esta é outra razão para se utilizar o céσιο, já que este é um átomo hidrogenóide que simplifica os cálculos teóricos;

- a amplitude é um número imaginário, portanto a maioria dos resultados na literatura são apresentados na forma  $\text{Im } A_{VPA}$ , ao invés de  $A_{VPA}$ ,

- a amplitude de transição é proporcional à  $Q_W$ . Desta maneira, se realizarmos uma medida de  $A_{VPA}$ , podemos usar o resultado teórico acima para extrair o valor de  $Q_W$  e a partir dele, obter o ângulo de Weinberg,  $\theta_W$ , já que:

$$Q_W = Z(1 - \sin^2 \theta_W) - N, \quad (6)$$

(VI), onde  $Z$  e  $N$  correspondem ao número de prótons e neutrons no núcleo, respectivamente. Este ângulo relaciona os bósons responsáveis por intermediar a interação fraca,  $Z^0$  e  $W^\pm$ , pela expressão:  $\sin^2 \theta_W = 1 - (M_W/M_Z)^2$ . Estas partículas tem massa em torno de 100 GeV (Tabela 1), que mostra o quão sensível estes experimentos de violação de paridade em átomos são: a partir de medidas em transições atômicas, consegue-se obter informações sobre a massa de partículas cuja energia é cerca de  $10^{11}$  vezes maior que a destas transições! Passemos então à próxima seção, onde trataremos do método experimental para se determinar  $A_{VPA}$ .

### 3. Aspectos Experimentais

O trabalho de um físico muitas vezes se assemelha ao de um detetive que procura pistas para desvendar um crime. Infelizmente, muitas vezes estas pistas são tão obscuras que não podem sequer ser avistadas. Quando isto ocorre, a melhor opção para o detetive é partir para outro caso. Para o físico, no entanto, existem outras saídas: por exemplo, no caso de violação de paridade em átomos, ele pode criar um efeito que dê resultados análogos aos de VPA para, através da interferência entre os dois, tornar observável o fenômeno em estudo. Nesta seção, procuraremos deixar claro como este truque é usado para determinar a amplitude  $A_{VPA}$ .

Ao se deparar com o problema, pode-se ficar tentado a medir a amplitude de transição por força bruta, ou seja, a partir de uma medida direta da taxa da transição  $6S \rightarrow 7S$ . A intensidade obtida seria  $I = |A_{VPA}|^2$  que é extremamente pequena e, para todos efeitos, impossível de se observar.

Para contornar este problema, pode-se usar um segundo efeito que também permita uma transição  $6S \rightarrow 7S$ . Uma possibilidade é aplicar um campo elétrico nos átomos que produzirá o efeito Stark. Por sua vez, este provocará uma mistura nos autoestados de energia, permitindo que ocorra a referida transição. Isso acontece com uma intensidade  $I = \beta^2 E^2$ , onde  $\beta$  é a polarizabilidade do átomo e  $E$  é o campo elétrico aplicado.

Na realidade, quando aplicamos o campo, a transição  $6S \rightarrow 7S$  ocorrerá tanto devido ao efeito

Stark quanto devido às interações fracas. Com isso, lembrando que em mecânica quântica somam-se amplitudes e não intensidades, a transição ocorrerá com uma intensidade total:

$$I = |A_{St} + A_{VPA}|^2 \cong \beta^2 E^2 \pm 2\beta E A_{VPA} , \quad (7)$$

onde desprezamos o termo somente devido à VPA. O termo de interferência mudará de sinal dependendo do sentido em que se aplica o campo elétrico. Com isso, se medirmos a fluorescência emitida primeiramente com o campo elétrico num sentido e depois no outro, a diferença na taxa de contagem será proporcional a  $4\beta E A_{VPA}$ . Portanto, conhecendo a polarizabilidade e o valor do campo  $E$ , pode-se determinar  $A_{VPA}$ . Na realidade, o comum é apresentar-se o resultado na forma  $\text{Im } A_{VPA}/\beta$  que é proporcional à razão entre a variação da taxa de contagem pela taxa de contagem devido ao efeito Stark. Note que a grandeza  $\text{Im } A_{VPA}/\beta$  tem unidades de campo elétrico, de fato, como veremos, o valor de  $\text{Im } A_{VPA}/\beta$  é de cerca de 1 mV/cm enquanto que o campo aplicado é da ordem de 1kV/cm. Ou seja, pode-se pensar no efeito de VPA como um campo elétrico espúrio que é  $10^6$  vezes menor que o campo elétrico aplicado.

Passemos então à uma descrição simplificada da experiência do Colorado - realizada por pesquisadores da Universidade do Colorado (EUA) - que gerou os melhores resultados até o momento<sup>[13,14]</sup>, ilustrada na fig. 2. Utilizou-se um feixe de césio de fluxo de cerca de  $10^{15}$  átomos  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . A vantagem de se usar um feixe é que há menos colisões e a largura Doppler para radiação emitida na direção perpendicular ao feixe é relativamente pequena. Os átomos passavam então por uma cavidade onde a luz produzida por um laser de corante excitava os átomos para o estado 7S. Esta cavidade permitiu elevar a potência do laser de 500 mW para cerca de 1 kW. A importância disto é que por ser uma transição proibida, é fundamental reaproveitar a luz ao máximo para que se excite os átomos até o estado 7S numa proporção aceitável. Na direção perpendicular à cavidade, havia duas placas paralelas que geravam um campo uniforme de 2.5 kV/cm. Após a excitação,

o decaimento (fig. 1) ocorria através das transições  $7S \rightarrow 6P$  ( $\lambda=1.311\text{m}$ ) e  $6P \rightarrow 6S$  ( $\lambda=0.85\mu\text{m}$ ). A radiação emitida nesta última transição era detectada com um fotodiodo e utilizada para inferir a proporção de átomos excitados ao estado 7S e, com isso, a intensidade da transição.

O resultado final obtido após contagem com o campo num sentido e depois em outro foi:

$$\text{Im } A_{VPA}/\beta = -1.576(34)_{est}(08)_{sis} \text{ mV/cm} ,$$

onde a segunda incerteza foi obtida através de um estudo detalhado de possíveis fontes de erro sistemático. Na realidade, existe uma série de sutilezas na experiência que foram deixadas de lado por motivos didáticos. Recomenda-se fortemente a excelente revisão<sup>[5]</sup> para uma descrição mais completa deste experimento.

#### 4. Discussão dos Resultados

Com o valor de  $A_{VPA}$  apresentado na seção anterior e o conhecimento do parâmetro  $\beta$ , pode-se usar o resultado teórico (V) para se determinar a carga fraca  $Q_W$ . Desta forma, foi obtido:

$$Q_W = -71.1 \pm (16)_{exp} \pm (09)_{teor} .$$

A partir da eq. (VI), obtém-se o ângulo de Weinberg:

$$\sin^2 \theta_W = 0.223 \pm (0.007)_{exp} \pm (0.003)_{teor} ,$$

que é compatível com os resultados obtidos por medidas usando aceleradores de partículas. Este valor também ajuda a estabelecer limites para teorias que clamam a existência de física além do Modelo Padrão<sup>[15]</sup>. De fato, é importante quebrar a barreira de 1% de precisão para que se possa testar de maneira mais concreta estas teorias.

Para aprimorar os resultados, é necessário que haja uma melhora tanto na teoria quanto na experiência. Uma possível forma de diminuir a incerteza experimental é utilizar armadilhas magneto-ópticas<sup>[16]</sup>. O motivo

é que a baixa temperatura dos átomos nestas armadilhas induz um estreitamento na linha, que aumenta o efeito de VPA por um fator  $1/\sqrt{T}$ .

A incerteza teórica é mais complicada de se eliminar principalmente devido à necessidade de se incluir a estrutura atômica nos cálculos. Uma solução é aumentar o número de horas de computação e resolver a questão com força bruta. Outra possibilidade mais atraente é diminuir a incerteza com uma pequena ajuda prestada por experimentais: realiza-se a medida de violação de paridade com vários isótopos do mesmo elemento, com isso, ao invés de usarmos valores absolutos de  $A_{VPA}$ , utilizaremos somente razões entre estes valores para cada isótopo. Como a estrutura atômica difere pouco de isótopo para isótopo, a razão entre as amplitudes permitirá realizarmos uma comparação direta entre a experiência e o esperado pelo Modelo Padrão, sem que a estrutura atômica dos átomos seja levada em consideração.

De fato, está em preparação no Instituto de Física de São Carlos (USP), um experimento onde isótopos de céσιο de meia-vida longa serão aprisionados em uma armadilha magneto-óptica. Inicialmente, será caracterizada a armadilha e serão realizados experimentos de colisões ultrafrias entre os isótopos armazenados. Numa segunda etapa, serão realizadas as experiências de VPA propriamente ditas. Este programa experimental é uma colaboração entre a Universidade de São Paulo e a Universidade de Rochester (EUA), com apoio financeiro da Fapesp.

## 5. Conclusões

Vimos que a violação de paridade em átomos é um efeito que permite investigar propriedades de partículas elementares de alta energia, utilizando simples transições atômicas. Além disso, é um problema extremamente multi-disciplinar que agrega áreas como óptica, física atômica, nuclear e de partículas. Esperamos que o aluno se interesse por um tópico tão rico e interessante, que reúne de forma elegante vários assuntos abordados durante o curso.

Mostramos também que é importante aumentar a precisão dos resultados obtidos para que se teste teorias

que predizem efeitos físicos não previstos pelo Modelo Padrão. O fato de que serão realizadas experiências com este objetivo no Brasil torna este assunto ainda mais relevante.

## 6. Agradecimentos

Os autores agradecem ao prof. V. S. Bagnato por ler o manuscrito e pelas interessantes discussões. R. E. agradece também o prof. Bagnato pela estadia no IFSC-USP, a I. D. Goldman por muitas discussões importantes e ao CNPq pelo suporte financeiro. N.P.B. é um Alfred P. Sloan Fellow. Este trabalho foi financiado em parte pelo CNPq, National Science Foundation (EUA) e David and Lucile Packard Foundation.

## Referências

1. S. Gasiorowicz, *Física Quântica*, Guanabara Koogan (1979).
2. J.L. Lopes, *Estrutura Quântica da Matéria*, Ed. UFRJ (1993).
3. H.C. Ohanian, *Modern Physics*, Prentice Hall (1987).
4. I.B. Khriplovich, *Parity Non-Conservation in Atomic Phenomena*, Gordon & Breach (1991).
5. C.E. Wieman et al, em *Frontiers in Laser Spectroscopy*, Elsevier Science Pub. (1994).
6. E.D. Commins, *Phys.Scr.* **T46**, 92 (1993).
7. T.D. Lee e C.N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 256 (1956).
8. C.S. Wu et al, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
9. R.L. Garwin et al, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957).
10. M.A. Bouchiat e C. Bouchiat, *J. Physique* **35**, 899 (1974); *J. Physique* **36**, 493 (1975).
11. G. Gwinner et al, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3795 (1994).
12. W.R. Johnson et al, *Phys. Scr.* **T46**, 184 (1993).
13. M.C. Noecker et al, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 310 (1988).
14. S.L. Gilbert e C.E. Wieman, *Phys. Rev.* **A34**, 792 (1986).
15. P. Langacker, *Phys.Lett.* **B256**, 277 (1990).
16. S. Chu, *Sci. Am.*, **71** (Fev. 1992).