

# FÓTONS ESCUROS MASSIVOS NUM MODELO DE PORTAL DE HIGGS

Neste trabalho, descreveremos um modelo de matéria escura em que são introduzidas três novas partículas: um férmion  $\chi$ , um escalar  $S$  e um bóson vetorial  $V_\mu$  (fóton escuro massivo). A interação entre o setor escuro e o MP ocorre através do escalar, o que acontece exclusivamente através do bóson de Higgs, colocando o modelo numa classe de teorias conhecidas como *Higgs portal dark matter*.

Serão apresentados os autoestados de massa da teoria e cálculos da seção de choque de aniquilação de partículas do setor escuro em partículas do modelo padrão. Por fim, perspectivas futuras para colisões  $e^-e^+$  são consideradas.

## O MODELO

O modelo consiste na introdução de três singletos do MP: um escalar  $S$ , um férmion de Dirac  $\chi$  e um bóson vetorial  $V_\mu$ , que chamaremos de fóton escuro.  $\chi$  e  $V_\mu$  não podem interagir diretamente com nenhuma das partículas do MP, restando a possibilidade de que a conexão dos dois setores aconteça através do escalar, que interage exclusivamente com o bóson de Higgs. Além disso, por meio da quebra espontânea de simetria no setor escuro, o escalar gera a massa do bóson vetorial.

O modelo é definido pela seguinte densidade lagrangeana:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_\chi + \mathcal{L}_S - g_\varphi S \bar{\chi} \chi + \mathcal{L}_I + \mathcal{L}_V \\ \mathcal{L}_\chi &= \bar{\chi} (i\partial\!\!\!/ - m_{\chi_0}) \chi; \quad \mathcal{L}_S = \frac{1}{2} \partial_\mu S \partial^\mu S - V_S; \quad \mathcal{L}_I = -\lambda_1 \Phi^\dagger \Phi S - \lambda_2 \Phi^\dagger \Phi S^2 \\ \mathcal{L}_V &= -\frac{1}{4} V_{\mu\nu} V^{\mu\nu} + \frac{1}{4} \lambda_V S^2 V_\mu V^\mu - g_V \bar{\chi} \gamma^\mu \chi V_\mu \end{aligned}$$

em que  $\mathcal{L}_{SM}$  é a densidade lagrangeana do MP, o potencial em  $\mathcal{L}_S$  é definido como  $V_S = \frac{m_0^2}{2} S^2 + \frac{\lambda_3}{3!} S^3 + \frac{\lambda_4}{4!} S^4$  corresponde ao bóson, com tensor de campo dado por  $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ . A forma de  $V_S$  claramente indica a possibilidade de quebra espontânea de simetria no modelo, que é parametrizada introduzindo-se  $\langle S \rangle = x_0$ . Considerando quebra espontânea de simetria em ambos os setores, escrevemos o campo de Higgs como

$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_0 + h(x) \end{pmatrix}$  e  $S = x_0 + \varphi$ , em que  $\mathcal{L}$  contém uma forma quadrática em  $h$  e  $\varphi$ , indicando que estes não são estados de massa da teoria - estados físicos.

Escrevendo  $\mathcal{V} = V_S + V(\Phi^\dagger \Phi)$  e impondo  $\frac{\partial \mathcal{V}}{\partial h} \Big|_{v_0, x_0} = \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial S} \Big|_{v_0, x_0} = 0$ , podemos obter os elementos da matriz de massa [1], donde dois autoestados são obtidos:  $h_1$  e  $h_2$ , cujas massas são dadas por:

$$m_{1,2}^2 = \frac{M_{hh}^2 + M_{ss}^2}{2} \pm \frac{M_{hh}^2 - M_{ss}^2}{2} \sqrt{1 + y^2}$$

## INTERAÇÃO DOS FÓTONS ESCUROS

A conexão do MP com o setor escuro é feita através do campo escalar  $S$ . Em particular, o termo que descreve a interação entre  $V_\mu$  e  $S$  é  $\frac{1}{4} \lambda_V S^2 V_\mu V^\mu$ . Após quebra espontânea de simetria, esse termo se torna

$$\frac{1}{4} \lambda_V S^2 V_\mu V^\mu \rightarrow \frac{\lambda_V x_0^2}{4} V_\mu V^\mu + \frac{\lambda_V x_0}{2} \varphi V_\mu V^\mu + \frac{\lambda_V}{4} \varphi^2 V_\mu V^\mu.$$

O primeiro termo no lado direito revela um termo de massa  $m_V^2/2$  para o fóton escuro. O acoplamento  $\lambda_V$  é relacionado à escala  $x_0$  e à massa do bóson por:

$$\lambda_V = 2 \frac{m_V^2}{x_0^2}.$$

Agora, mostra-se [1] que podemos descrever o decaimento do Higgs físico  $h_1$  em fótons escuros no modelo apresentado escrevendo-se

$$\mathcal{L}_{hV} = \sqrt{\frac{\lambda_V}{2}} m_V \sin \theta h_1 V_\mu V^\mu$$

Desta, a largura de decaimento parcial do Higgs em um fóton massivo pode ser calculada. Obtemos:

$$\Gamma(h_1 \rightarrow VV) = \frac{\lambda_V m_1^3 \sin^2 \theta}{64 \pi m_V^2} \left( 1 - 4 \frac{m_V^2}{m_1^2} + 12 \frac{m_V^4}{m_1^4} \right) \sqrt{1 - 4 \frac{m_V^2}{m_1^2}}. \quad (*)$$

O espaço de parâmetros pode ser gerado de (\*) para diferentes ângulos de mistura, assumindo que esse canal tem uma taxa de ramificação  $BR = \Gamma/\Gamma_{tot}$  de 10%. No trabalho realizado, foi considerado  $\Gamma_{tot} = 6.1 \text{ MeV}$ . Os resultados desse cálculo podem ser vistos na fig.1.

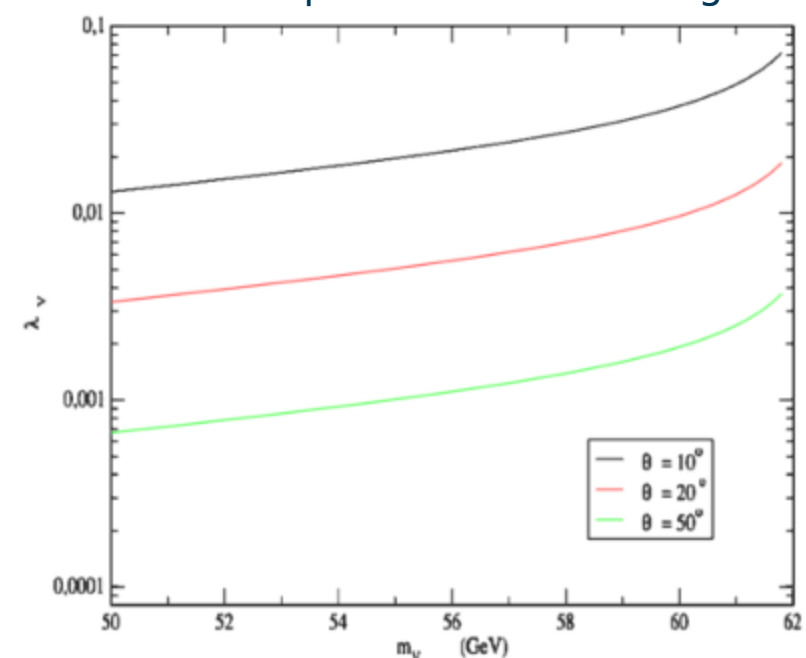


FIG1: parameter space relacionando o acoplamento  $\lambda_V$  à massa do fóton escuro  $m_V$ .

As chances de se observar produção de pares de fótons escuros no contínuo pode ser maior num ambiente mais limpo, como em colisões  $e^-e^+$ . A seção de choque de aniquilação  $e^-e^+ \rightarrow VV$  é

$$\sigma = \frac{\lambda_V}{4\pi} \sqrt{1 - 4 \frac{m_V^2}{s}} \left( \frac{m_e m_V (m_2^2 - m_1^2) \sin(2\theta)}{4 v_0} \right)^2 \left( 2 + \frac{(s - 2m_V^2)^2}{4m_V^4} \right) \frac{1}{(s - m_1^2)^2 (s - m_2^2)^2}$$

Foram calculadas seções de choque na faixa de energia relevante para o ILC,  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  e  $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$  relevante para o CERN. Os outros parâmetros usados são o ângulo de mistura  $\sim 10^\circ$  e o acoplamento  $\lambda_V \sim 1$ . Uma comparação para diferentes massas  $m_2$  do campo escalar é considerada. Para esse ângulo  $\theta$  a mistura é pequena, de forma que  $h \sim h_1$  e  $h_2 \sim \varphi$ . Os resultados são mostrados na fig. 2.

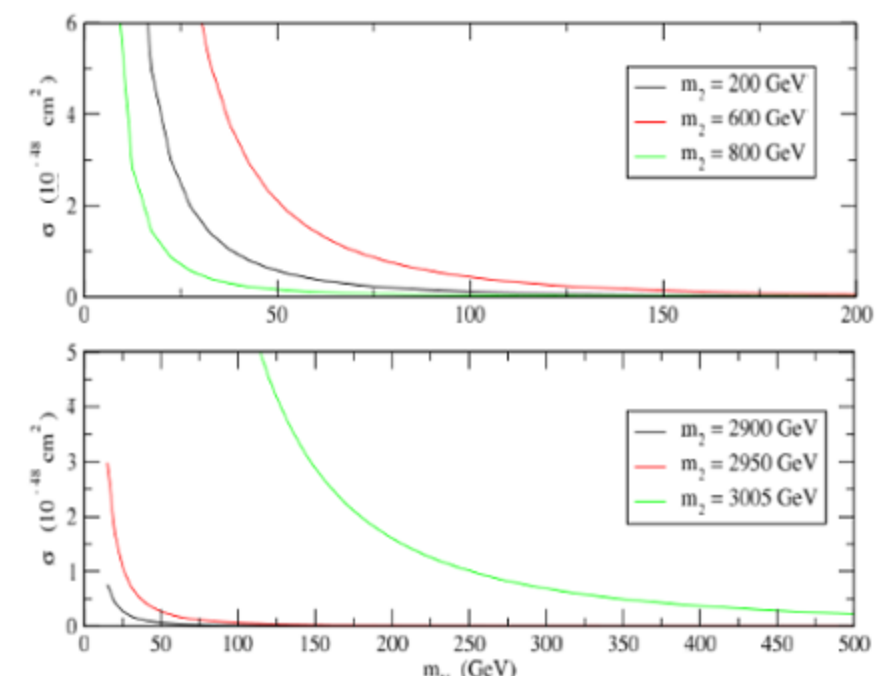


FIG. 2. ângulo de mistura  $10^\circ$ ,  $\lambda_V \sim 1$ ,  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  (cima) and  $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$  (baixo).

## REFERÊNCIAS

- [1] HADJIMICHEF, D., Massive dark photons in a Higgs portal model, arXiv:1601.00293 [hep-ph]
- [2] MANDL, F.; SHAW, G., *Quantum Field Theory*, Second edition, Wiley, 2010.