

# J. A. Swieca faria 80 anos

J. A. Swieca would be eighty years old

Walter F. Wreszinski\*<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, Brasil

Recebido em 8 de maio de 2016. Aceito em 15 de maio de 2016

Relembramos alguns aspectos da visão de J. A. Swieca sobre os problemas básicos da física teórica no ano em que ele faria 80 anos.

**Palavras-chave:** física teórica; teoria de campos; Swieca.

We refer to some aspects of J. A. Swieca's vision of the basic problems of theoretical physics, in the 80th anniversary of his birth.

**Keywords:** theoretical physics; field theory; Swieca.

## 1. Preliminares

Em 16 de dezembro desse ano, Jorge André Swieca faria 80 anos. Neste mesmo ano, em 5 de janeiro, faleceu Rudolf Haag, um dos grandes mestres da teoria quântica de campos, que, segundo H. M. Nussenzveig, em belo artigo de reminiscências (Jorge André - Reminiscências), foi o grande responsável por ter dissuadido Swieca de abandonar a física, após a decepção causada por sua estadia no instituto de Heisenberg em Munique, onde obteve seu doutorado sob a orientação de Werner Guetinger. Swieca fez em seguida seu pós-doutorado com Haag na Universidade de Illinois, em Urbana, onde Haag se tornara professor e permaneceu de 1960 a 1966. Esse período foi fértil para ambos, resultando em artigo pioneiro [1], cuja importância pode ser avaliada pelos comentários no livro de Haag [2]. Além disso, algumas ideias contidas no artigo de Haag sobre a estrutura matemática do modelo BCS da supercondutividade [3], escrito nesse período, lograram frutos mais tarde, em 1971, quando Lowenstein e Swieca [4] estudaram em detalhe a estrutura da eletrodinâmica quântica em duas dimensões (EDQ2), o modelo de Schwinger [5], que, como observa Marino em artigo recente nessa mesma revista [6], "foi um marco na física teórica, constituindo até hoje um dos poucos

exemplos de uma solução operatorial exata de uma teoria com interações". Nessa teoria ocorrem pela primeira vez os "vácuos  $\theta$ " associados à quebra espontânea de simetria de calibre (e quirial), análogos àqueles introduzidos por Haag no contexto da teoria BCS [3], que tiveram papel importante até tempos recentes [7] em conexão com o problema da violação de CP em cromodinâmica quântica (QCD) e com o momento de dipolo do nêutron (veja o artigo de Marino [6]).

Infelizmente, no recente obituário de Haag [8], nenhuma menção foi feita a Swieca, nem a esse fértil período de Haag em Illinois, o que me levou à idéia de escrever o presente artigo.

Em contraste absoluto com Marino, que foi o último aluno de doutorado de Swieca e seu verdadeiro discípulo, ou Bert Schroer, um dos seus mais assíduos e importantes colaboradores, que escreveu o que considero a resenha mais importante sobre Swieca, o notável prefácio às suas obras coligidas [9], a minha interação com Swieca foi modesta, como aluno de cursos de pós-graduação, e com um trabalho sobre os "termos de Schwinger" em EDQ2 [10]. Dessa interação restou, entretanto, algo muito importante para mim, que talvez seja de interesse mais geral para as gerações futuras, a busca da **precisão conceitual** na análise dos problemas e, em menor grau, uma formação abrangente. Nesse artigo, eu

\*Endereço de correspondência: wreszins@gmail.com.

gostaria de ilustrar esses fatos, relacionando-os, em lugares adequados, ao trabalho de Swieca.

## 2. Cursos, formação abrangente e conexão com a experiência

Um dos cursos que Swieca costumava dar era de teoria clássica de campos, seguindo o texto de Landau e Lifshitz [11]. Acho que esse curso ainda hoje é mais fundamental, e que ele poderia ser valorizado por novas referências [12] [13] [14]. Em particular, um desses textos [13] trata a teoria clássica do mal-compreendido mecanismo de Higgs, e o teorema de Weinberg da existência do “calibre unitário”, no qual “não há simetria a ser quebrada” (voltaremos a esse assunto ao tratar do problema quântico). Os 11 primeiros capítulos do texto de Spohn [14] tratam da teoria clássica de cargas em interação com o campo electromagnético. É importante entender que o limite de “cargas pontuais” não precisa (e não deve!) ser tomado, pois resulta em objetos com massa infinita, que não pode ser “renormalizada”. Esse é um exemplo simples, mas importante, de que a precisão conceitual pode até mudar o significado **qualitativo** das conclusões finais: por exemplo, em Feynman II [15], afirma-se que a “inconsistência da teoria clássica do elétron decorre do limite de cargas pontuais”. A seguir veremos alguns outros exemplos desse fenômeno.

A permanência de Swieca em Illinois foi importante também para adquirir um conhecimento abrangente, incluindo a teoria da matéria condensada através do contato com David Pines, o que foi decisivo para o seu trabalho em quebra espontânea de simetria em teorias de muitos corpos [16]. Tal conhecimento mais abrangente é um elemento motivador central no ensino e na pesquisa. Por exemplo, êle menciona [16] que, no caso de interações de longo alcance (Coulomb) em teorias de muitos corpos, o bóson de Goldstone adquire massa e se torna um **plasmon**, uma das excitações importantes na teoria da matéria condensada [17], [18].

Outro elemento importante é a busca das conexões com a experiência, um ponto mencionado extensivamente por Marino [6].

Acredito que a extrema especialização dos tempos de hoje poderá ser um grande elemento de desmotivação. Por isso é de grande importância um bom curso introdutório a teorias de muitos corpos,

nuclear e de campos, para todos os alunos de pós-graduação, no estilo de Martin e Rothen [17].

## 3. Quebra espontânea de simetria e geração dinâmica de massa

Uma parte do trabalho de Swieca, e também do meu por influência sua, foi sobre **quebra espontânea de simetria** (ques) e tópicos correlatos, como a geração dinâmica de massa, hoje popular em conexão com a partícula de Higgs. Uma referência até hoje excelente são suas aulas de Cargèse [19], que aliás começam com o teorema de Noether, um dos teoremas fundamentais da teoria clássica de campos [12]. Nesse trabalho, ele observa (pg. 217) que a **origem** da ques são as **flutuações de vácuo**.

De fato, só recentemente compreendi essa asserção em sua totalidade e pude, com V. A. Zagrebnov [20] revelar uma estrutura adicional ligada às flutuações que ilumina o significado da ques. Em particular, a condição de existência de flutuações da densidade de “carga”  $Q$  (ou operadores correlatos) em um determinado **estado** invariante por um dado grupo de simetrias é não trivial - a ordem não diagonal de longo alcance, em inglês “off-diagonal long-range order” (ODLRO), é um conceito introduzido por Penrose e Onsager [21] - e esta condição é equivalente à quebra espontânea de simetria. Esta última é definida como a existência de uma decomposição não trivial do dado estado em estados **puros**, isto é, contendo mais de um estado puro, sendo cada um desses estados **não** invariantes pelo grupo de simetria (eventualmente por um subgrupo). Nesse sentido, a afirmação de Swieca [19] foi refinada no meu trabalho com Zagrebnov [20]. O fato de que são **densidades** que flutuam implica que a “carga”  $Q$  não existe ou “diverge” (imprecisamente  $Q = \infty$ ) na presença de ques, um fenômeno bem analisado por Swieca [19].

A decomposição em estados puros referida acima é análoga à decomposição de uma fase termodinâmica em fases puras [22]; a suposição de invariância do estado do sistema corresponde ao fato de que o estado de Gibbs é invariante por um grupo de simetrias se o Hamiltoniano também for. Esse fato, em mecânica estatística quântica, generaliza-se na teoria quântica de campos, no limite quando a temperatura tende a zero, ao estado fundamental ou estado de vácuo, contrariando a asserção encontrada mesmo nos melhores textos de física teórica de que a ques ocorre

“quando o Hamiltoniano é invariante por um grupo de simetria mas o estado não o é”. No caso da EDQ2, os vácuos puros são justamente os vácuos “ $\theta$ ”.

A quebra de simetria contínua tem como consequência (teorema de Goldstone) a existência de partículas de massa nula em teoria de campos e, em teorias de matéria condensada, a existência de um ramo de excitações elementares com energia tendendo a zero [19]. Entretanto, em muitas teorias físicas, como a QCD, procura-se um mecanismo de **geração de massa**, isto é, uma maneira de “evitar” o teorema de Goldstone, mesmo na presença de simetrias contínuas. Em matéria condensada, um desses mecanismos é a existência de interações de longo alcance, como mencionado na seção 2, que gera uma lacuna de energia (veja o exemplo do ferromagneto dado por Haag em [3]). Outro mecanismo, também analisado por Haag na mesma referência, é o de que as simetrias não gerem correntes conservadas (e, portanto, o que se chama um “automorfismo” da álgebra de operadores, necessário para demonstrar o teorema [19]). É este último precisamente que ocorre na EDQ2 [4], no calibre não-covariante  $\alpha = \sqrt{(\pi)}$ , em que nem as transformações de calibre, nem as transformações quirais (os férmions na EDQ2 são de massa nula) são conservadas. A não-conservação da corrente quiral se deve ao análogo bidimensional da anomalia de Adler-Bell-Jackiw ([23], [24]); veja o artigo de Swieca ([30], pg. 317). Os elétrons desaparecem completamente do quadro, a carga  $Q = 0$  e os fótons se tornam massivos; fala-se de “blindagem de carga”, que Swieca, Buchholz e Fredenhagen ([25], [26]) mostraram ser uma decorrência da covariância de Lorentz e microcausalidade em qualquer teoria de calibre abeliana sem partículas de massa nula. Uma exceção a esse teorema é a dimensionalidade  $d = 2$  do espaço-temporal, isto é, exatamente o caso da EQD2. O caso  $d = 3$ , isto é, da EQD3, foi estudado por Deser, Jackiw e Templeton [27], em teoria de perturbações renormalizada, onde se verificou que o fóton também se tornava massivo, mas, infelizmente, a massa do fóton depende da regularização adotada. No estudo da EDQ3 por Scharf, Wreszinski, Pimentel e Tomazelli [28], utilizando a teoria de perturbações causal de Epstein-Glaser, desaparece esta ambiguidade. O teorema de Swieca-Buchholz-Fredenhagen é aplicável à EQD3; portanto, lá se espera também uma bosonização semelhante à que ocorre em EQD2, mas a teoria de perturbações não fornece nenhuma informação sobre a estrutura

global da teoria, esperando-se que a ocorrência de fótons massivos (e consequente ausência de partículas carregadas) ocorra por motivos topológicos (veja o prefácio de [31]). Seria muito interessante fazer essa demonstração algebricamente, na linha da teoria exposta por Buchholz e colaboradores [29].

Na referência [30], observa Swieca que a geração de massa em EDQ2 é “intrínseca, não requerendo nenhum campo de Higgs”. É o que Farhi e Jackiw no prefácio de [31] denominam **geração dinâmica de massa**, e relacionam ao Ansatz de London na teoria da supercondutividade.

A observação acima de Swieca de não requerer nenhum campo de Higgs é importante. Dütsch e Schroer [32] demonstraram em teoria de perturbações que, de fato, o campo de Higgs não precisa ser “colocado a mão”, mas é um requisito da renormalizabilidade de uma teoria de mésons vetoriais massivos. Nesse sentido a interação característica nos livros-texto de “chapéu mexicano” do campo escalar de Higgs sai da teoria de forma natural. Também aqui não há informação sobre a estrutura global da teoria, mas deve ser observado que o mecanismo usual de Higgs é também apenas perturbativo; em [33] há uma análise deste fato, e lá consta mesmo a observação de que a validade do mecanismo de Higgs fora de teoria de perturbações é duvidosa. Essa última asserção tem uma confirmação importante em teoria de calibre na rede, com campo escalar não-compacto, em que para acoplamento suficientemente grande o fóton se torna sem massa [34].

Na verdade, há um motivo pelo qual o mecanismo de Higgs apresentado nos livros-texto (veja, por exemplo, [17]) é inaceitável, mesmo perturbativamente: a massa que corresponde ao valor esperado no vácuo do campo de Higgs não é invariante de calibre (veja [35]). De fato, já há indicações desse fenômeno em teoria clássica de campos no calibre unitário de Weinberg [13], em que só aparecem massas positivas. O modelo descrito por Coleman [36] é uma versão quântica desse fato; citando Coleman, “ninguém a quem fosse apresentada a teoria final desse modelo poderia declarar que ela resultasse do fenômeno de Higgs, pois ele não deixa rastros”. O fato de que o mecanismo nada tem a ver com a  $Q$  é também claro por que em  $Q = \infty$ , enquanto na geração dinâmica de massa temos  $Q = 0$ , de acordo com uma observação de Bert Schroer [37].

Os dois exemplos acima -  $Q = \infty$  e geração dinâmica de massa - ilustram que a precisão conceitual pode

acarretar uma profunda modificação de critérios bem estabelecidos e até universalmente aceitos.

#### 4. Conclusão

Meu objetivo nesse artigo foi tentar contribuir para que gerações futuras continuem a ser inspiradas, como eu fui, pela visão profunda e ampla de Swieca dos problemas básicos da física teórica. Seria importante reeditar suas obras coligadas [9], com o prefácio de Bert Schroer, para preservar essa memória.

#### Agradecimentos

Gostaria de agradecer ao Prof. Roman Jackiw por um email informativo sobre o “estado da arte” em EQD3, e ao Prof. João Barata pelos comentários em um email recente e também por ter me chamado a atenção sobre a importante referência [34].

#### Referências

- [1] R. Haag and J.A. Swieca, *Comm. Math. Phys.* **1**, 308 (1965).
- [2] R. Haag, *Local Quantum Physics - Fields, Particles, Algebras* (Springer Verlag, New York, 1966).
- [3] R. Haag, *Nuovo Cim.* **25**, 287 (1962).
- [4] J.H. Lowenstein, *Ann. Phys.* **68**, 172 (1971).
- [5] L. Schwartz, *Mathematics for the Physical Sciences* (Dover Publications Inc., New York, 2008).
- [6] E.C. Marino, *Rev. Bras. Ens. Fis.* **37**, 3 (2015).
- [7] C.A. Baker, D.D. Doyle, P. Geltenbort, K. Green, M.G.D. van der Grinten, P.G. Harris, P. Iaydjiev, S.N. Ivanov, D.J.R. May, J.M. Pendlebury, J.D. Richardson, D. Shiers and K.F. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 131801 (2006).
- [8] D. Buchholz, S. Doplicher and K. Fredenhagen, *IAMP News Bulletin* **1**, 27 (2016).
- [9] J.A. Swieca, *Obras Coligadas* (CBPF-CNPq, Rio de Janeiro, 1981).
- [10] W.F. Wreszinski, *Il Nuovo. Cim. A* **1**, 691 (1971).
- [11] L.D. Landau and E.M. Lifschitz, *The Classical Theory of Fields* (Addison Wesley, New York, 1977).
- [12] W. Thirring, *A Course on Mathematical Physics, Volume 2, Classical Field Theory* (Springer Verlag, New York, 1978).
- [13] L. O’raifeartaigh, *Repts. Progr. Phys.* **42**, 159 (1979).
- [14] H. Spohn, *Dynamics of Charged Particles and Their Radiation field* (Cambridge University Press, London, 2004).
- [15] R.P. Feynman, *The Feynman Lectures on Physics* (Addison Wesley, New York, 1964).
- [16] J.A. Swieca, *Comm. Math. Phys.* **4**, 1 (1967).
- [17] Ph. A. Martin and F. Rothen, *Many Body Problems and Quantum Field Theory - An introduction* (Springer, New York, 2004).
- [18] P.W. Anderson, *Phys. Rev.* **112**, 1900 (1958).
- [19] J.A. Swieca, *Cargèse Lectures in Physics, Volume 4*, edited by D. Kastler (Gordon and Breach, New York, 1970).
- [20] W.F. Wreszinski and V.A. Zagrebnoy, *On Ergodic States, Spontaneous Symmetry Breakdown and Bogoliubov Quasi Averages* (Marseille, São Paulo, 2016).
- [21] O. Penrose and L. Onsager, *Phys. Rev.* **104**, 576 (1956).
- [22] D. Ruelle, *Statistical Mechanics - Rigorous Results* (W.A. Benjamin Inc., New York, 1969).
- [23] S.L. Adler, *Phys. Rev.* **177**, 2426 (1969).
- [24] J.S. Bell and R. Jackiw, *Nuovo Cim. A* **51**, 47 (1969).
- [25] J.A. Swieca, *Phys. Rev. D* **13**, 312 (1976).
- [26] D. Buchholz and K. Fredenhagen, *Nucl. Phys. B* **154**, 226 (1979).
- [27] S. Deser, R. Jackiw and S. Templeton, *Ann. Phys.* **140** 372, (1982).
- [28] G. Scharf, W.F. Wreszinski, B.M. Pimentel and J.L. Tomazelli, *Ann. Phys.* **231**, 185 (1994).
- [29] D. Buchholz, F. Ciolli, G. Ruzzi and E. Vasselli, *Lett. Math. Phys.* **106**, 269 (2016).
- [30] J.A. Swieca, *Fortschr. der Physik* **25**, 303 (1977).
- [31] E. Farhi and R. Jackiw, *Introduction to Dynamical Gauge Symmetry Breaking* (World Scientific, Singapore, 1982).
- [32] M. Dütsch and B. Schroer, *J. Phys. A Math. Gen.* **33**, 4317 (2000).
- [33] R. Jackiw, *Laws of Hadronic Matter*, edited by A. Zichichi (Academic Press, New York, 1975).
- [34] C. Borgs and F. Nill, *Phys. Lett. B* **171**, 289 (1986).
- [35] J. Fröhlich, G. Morchio and F. Strocchi, *Nucl. Phys. B* **190**, 553 (1981).
- [36] S. Coleman, *The Uses of Instantons*, in “*The Whys of Subnuclear Physics*”, edited by A. Zichichi (Plenum Press, New York, 1979).
- [37] B. Schroer, *Modular Localization and the Holistic Structure of Causal Quantum Theory, a Historical Perspective* (CBPF, Rio de Janeiro, 2014).