

Sole and simple relation for all particles in the Standard Model

Rafael Cañete Mesa*

ABSTRACT: In this article we present only one physical relation, and prove that it is sufficient to justify the entire spectrum of fundamental particles of matter (fermions), that is, the hierarchical division of their generations, the value of their masses and the distances among them. This relation also makes up a method or tool to discriminate which elementary particles are possible and not, and the exact mass value of the existing ones. According to this scheme, we prove that there has to exist a particle $\mathcal{M}=171.87$ eV, or an equivalent energy entity, which represents a common zero generation to quarks and charged leptons, and a mediator particle in the connection of these with neutrinos, for which, by applying this methodology, we obtain a massive base ν_1, ν_2 , and ν_3 , consistent with the theoretical and experimental requirements for neutrino oscillation.

Keywords: neutrino oscillation, massive base, dark matter, CP violation

1. INTRODUCTION

We will show that all types of particles, and in a particular way the different classes of fermions, satisfy the next phases relation:

$$\chi = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \left[\alpha \left(\frac{m_2^5}{m_1^2 m_3^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \alpha^{-q} \times \mathfrak{R}_m^{-q}, \quad (1)$$

for phase $\phi_2 = p\pi$ and $\phi_1 = q\pi$: $p, q \in \mathbb{N}$,

with m_1 , m_2 and m_3 being the triad or natural sequence of particles of a given class, that is, generations of that class, of electric charge q . Expression (1) that we are going to break down in this section for the sole purpose of justifying the value α of the only case in which $\alpha^{-q} \approx 1$, that later, however, we will take advantage of to characterize the behavior of phases ϕ_1 and ϕ_2 themselves¹:

$$\chi = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \frac{\left[\beta_2 \left(\frac{1}{m_2} \right)^{1/3} \gamma_2^{-1} \right]^{-q}}{\left[\beta_1 \left(\frac{1}{m_1} \right)^{1/3} \gamma_1^{-1} \right]^{-q}} = \left[\frac{\beta_2 \left(\frac{m_2^2}{m_3^3} \right)^{1/3}}{\beta_1 \left(\frac{m_1^2}{m_2^3} \right)} \right]^{-q} \quad (1.a)$$

with $\gamma_1 = m_2 / m_1$ and $\gamma_2 = m_3 / m_2$,

$$= \left[\frac{\beta \theta_0^1 \theta_1^2 \left(\frac{m_2^2}{m_3^3} \right)^{1/3}}{\beta \theta_0^1 \left(\frac{m_1^2}{m_2^3} \right)} \right]^{-q} = \left[\frac{\beta_1 \theta_1^2 \left(\frac{m_2^2}{m_3^3} \right)^{1/3}}{\beta_1 \left(\frac{m_1^2}{m_2^3} \right)} \right]^{-q} \quad (1.b)$$

¹ Although the relation (1) is the result of a theoretical development, we are going to treat it here as if it were an empirical relation, except for those matters essential to its understanding or its validation. This will allow us to focus on the results that are derived from it, and to have them available for future formal theorization. And above all, it will allow us to avoid the controversy about the theoretical elements and restrict such controversy to the expression itself (which is where it should be in the first place), taken as a simple formula: a formula that is fulfilled or not, and that is it.

$$= \left[\theta_1^2 \left(\frac{m_2^2}{m_1^2 m_3^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \left[\alpha \left(\frac{m_2^5}{m_1^2 m_3^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \alpha^{-q} \times \mathfrak{R}_m^{-q}, \quad (1.c)$$

For now, we can associate the triad of particles with the speeds $\nu_0 = 0$, ν_1 , and ν_2 according to γ_1 and γ_2 , which characterize the respective frames of reference S_0, S_1 y S_2 , and the limits for the speeds fields $\hat{\phi}_1 \equiv [0, \nu_1]$ and $\hat{\phi}_2 \equiv [0, \nu_2]$ associated to the phases ϕ_1 and ϕ_2 .

With β_1 and β_2 being in (1.a) the factors of normalization of the origin integral function which, according to the nature of ϕ_1 and ϕ_2 indicated in (1), reaches an expression in terms of π . Y with θ_0^1 and θ_1^2 being in (1.b), as differentiating elements from the previous ones, the respective ratios of proportionality of the angles subtended (θ_1, θ_2) by the speeds ν_1 and ν_2 respect to the angle $\pi/2$ subtended by the speed c in the total phase space ϕ_0 , to which corresponds a total speed field $\hat{\phi}_0 \equiv [0, c]$. This is, $\theta_0^1 = 2\theta_1 / \pi$ for ν_1 , y $\theta_1^2 = 2\theta_2 / \pi$ for ν_2 .

On this basis, starting from a normalizing factor β , corresponding to the whole field $\hat{\phi}_0 \equiv [0, c]$, ϕ_1 will consequently have a diminished normalizing factor in the proportion θ_0^1 , while ϕ_2 , which does not establish its field on $\hat{\phi}_0$ but on $\hat{\phi}_1 \equiv [0, \nu_1]$, will have a diminished normalizing factor in the proportion θ_1^2 on the normalizing factor of ϕ_1 . Consequently, we have the relations $\beta_1 = \beta \theta_0^1$ and $\beta_2 = \beta \theta_0^1 \theta_1^2 = \beta_1 \theta_1^2$, from which (avoiding simplifying the factor θ_0^1 contained in both elements β_1) we preserve the forms β_1 and $\beta_2 = \beta_1 \theta_1^2$, as those truly proper to ϕ_1 and ϕ_2 . Forms that we can then in fact simplify in order to establish the relation between one and the other, which is only $\alpha = \theta_1^2$, that is, one relation in charge of γ_2 exclusively.

2. THE CHARGED PARTICLES

The requirement presented can be made explicitly for each of the types of charged particles, and assign to each of them according to (1) a simple theoretical χ value compatible with the value of their masses:

2.1 Leptons

$$\chi = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \left[\alpha \left(\frac{m_\mu^5}{m_e^2 m_\tau^3} \right)^{1/3} \right] = 2 \quad \left(\propto \frac{2\pi}{1\pi} \right), \quad (2.a)$$

Value, in this case, is achieved for $\alpha^{-q} = \alpha = 0.962$. In effect, with:

$$\gamma_2 = m_3 / m_2 = 16.82 \Rightarrow v_2 / c = 0.99823 \equiv \sin \theta_2,$$

$$\text{and} \quad \alpha = \frac{\arcsin(\sin \theta_2)}{\theta_1} = \frac{86,59^\circ}{90^\circ} = 0.962,$$

$$\text{we have} \quad \chi = 0.962 \times 2.079 = 2,$$

2.2 (2/3) Quarks

$$\chi = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \left[\alpha \left(\frac{m_c^5}{m_u^2 m_t^3} \right)^{1/3} \right]^{-2/3} = 1.5 \quad \left(\propto \frac{3\pi}{2\pi} \right), \quad (2.b)$$

$$(\alpha^{-2/3} = 1.005 \cong 1)$$

2.3 (-1/3) Quarks

$$\chi = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \left[\alpha \left(\frac{m_s^5}{m_d^2 m_b^3} \right)^{1/3} \right]^{-1/3} = 0.5 \quad \left(\propto \frac{1\pi}{2\pi} = \frac{2\pi}{4\pi} \right), \quad (2.c)$$

$$(\alpha^{1/3} = 1.004 \cong 1)$$

Let us once again address the inevitable task of contextualizing the data and appreciating the particularities before proceeding to clear the keys. The adjustment to Eq. (2.x) with the tabulated experimental data [1] is unique and incontrovertible in the case of leptons, but it is not, however, for the other charged particles. Thus we have that the best evaluation of (1) for negative quarks is $\chi = 0.517$, while for the positive ones is fulfilled $\chi = 1.5$ for a triad of values, such as:

$$m_u = 2.00 \text{ MeV}, \quad m_c = 1.27 \text{ GeV}, \quad y \quad m_t = 172.90 \text{ GeV}, \quad (3)$$

and their corresponding fluctuations within range.

Inaccurate or undefined adjustment depending on the case, but nevertheless sufficient to ensure that if Eq. (1) is fulfilled it must be in the form (2.x), i.e. with the values defined for χ . In neither case, however, are we guaranteed certainty (neither to endorse the adjustment nor to rule out maladjustment) because we do not have that certainty about the experimental data which, coming from indirect

measurements, are not totally reliable. Experimental data that are liable, therefore, to be corrected towards other less recognized experimental values by means of some criterion (such as the one we will propose). The challenge or purpose, therefore, is not only to demonstrate that (1) is fulfilled, but to achieve that certainty regarding the initial data².

We are not, therefore, proposing a simple and timely verification, such as that made in (3), but, as we shall see, an exact theoretical solution that starts from (1), from which any submission or correction of data is derived, such as those presented below with these premises in advance (without specifying for the moment their margin of error), in Table I.

TABLE I. Value χ , according to (1), for each triad of values m_1 , m_2 , m_3 , corresponding to the three generations of particles, for each of the three families of charged

Hierarchy	Particle	Mass (MeV)	χ
m_0	e	0.511	2
m_1	μ	105.658	
m_2	τ	1776.840	
m_0	u	2.368	1.5
m_1	c	1361.698	
m_2	t	172950	
m_0	d	5.395	0.5
m_1	s	83.883	
m_2	b	4180.425	

Data that we can represent in a more visual way (Figures 1, 2 y 3) on those already existing and presented in the Data listings (Ref. [1]).

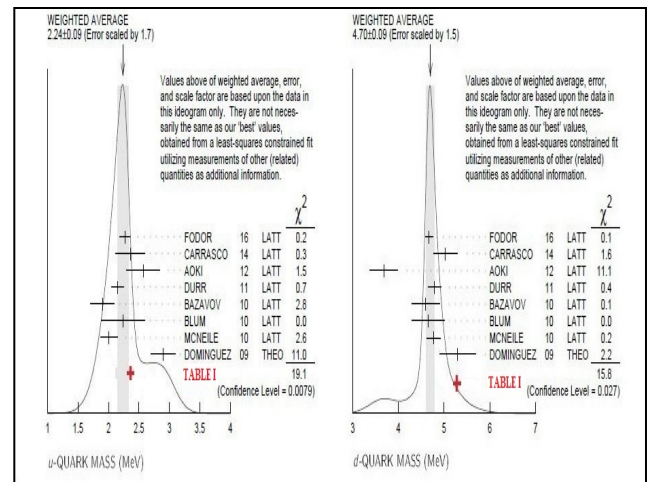


Figure 1: u-Quarks and d-Quarks. Status of our data (+) with respect to the accredited data.

² Apart from the fact that these can be equally modulated by that situation of confinement or contour that we do not contemplate here (we are treating quarks like free particles), that could be responsible for any deviation, and that would have to be considered in post treatment.

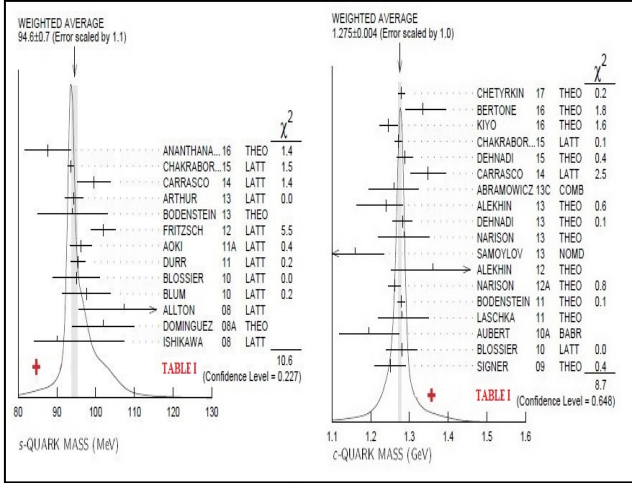


Figure 2: s-Quarks and c-Quarks. Status of our data (+) with respect to the accredited data.

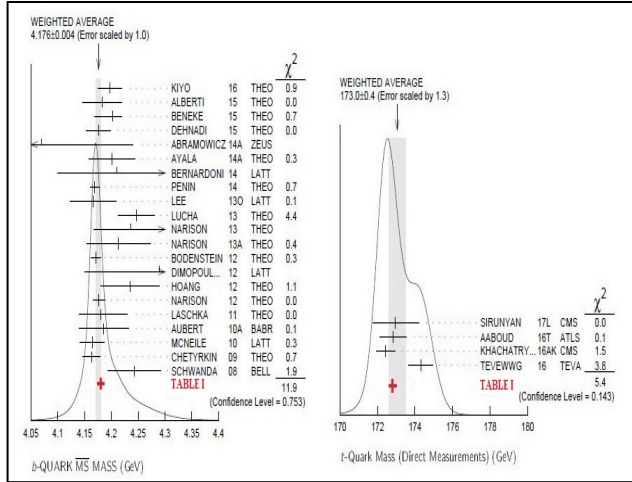


Figure 3: b-Quarks and t-Quarks. Status of our data (+) with respect to the accredited data.

Data on which, in the first order, we can verify a certain disparity with respect to some of the best adjusted values:

$$m_c = 1270 \pm 20 \text{ Mev}, m_d = 4.67^{+0.48}_{-0.17} \text{ Mev}, \quad (4)$$

$$y m_s = 93^{+11}_{-5} \text{ Mev},$$

which, however, as already mentioned, are in accordance, respectively, with the experimental results [2,3], [4,5], [6,7], among others, which can also be found in summary form (see Data listings of Ref. [1]), and which, in any case, already in a second order, we are going to revalidate, going beyond the initial proposal.

In this case and according to what has already been anticipated, although in a first evaluation we did not say that expression (1) determined the value of the masses, but that the value of the masses is regulated by (meets) the Eq. (1), in a second evaluation, we will be able to discriminate the values by means of Eq. (1), that is, to overcome the

indetermination of these experimental data or to correct them. And the latter as a consequence of the fact that the relation (1) participates in another relational element, by which it can be stated that for all types of charged particles we can find a particle of previous hierarchy m_0 which equally fulfills the relation (1), with the particularity that such a particle is only one for all of them, or of equal mass, which we will now identify as $\mathcal{M}=171.87 \text{ eV}$, and with the particularity, and the importance for what we are dealing with, that such a relation is established exclusively for the previously defined masses, with which it forms a new triad, as we present in Table II.

TABLE II. Phase, according to (1), established between two first generations of particles m_1 , m_2 for each of the three families with charged, and a particle of a zero generation shared, m_0 , which we have named \mathcal{M} .

Hierarchy	Particle	Mass (MeV)	χ
m_0	\mathcal{M}	0.00017187	
m_1	e	0.511	1
m_2	μ	105.658	
m_0	\mathcal{M}	0.00017187	
m_1	u	2.368	1
m_2	c	1361.698	
m_0	\mathcal{M}	0.00017187	
m_1	d	5.395	4
m_2	s	83.883	

Issue to be developed under the following section, not without first emphasizing that everything presented is applicable to antiparticles, which, with the same values for the masses and charge of the opposite sign, will give as result in Eq. (1) a phase inversion with respect to the particles, fulfilling that:

$$\chi_i \bar{\chi}_i = 1. \quad (5)$$

3. THE \mathcal{M} PARTICLE

We have just seen that there is a common mass \mathcal{M} , or equivalent energetic entity, which is at a level prior to the first generation for the three classes of elementary charged particles, which, consequently, can be taken as a zero generation or precursor particle, and as evidence of a shared origin, or common particle m_0 , of lowerhierarchical order for the establishment of a new triad (with $\alpha \cong 1$).

$$\chi_0^L = \frac{\phi_1}{\phi_0} = \left[\alpha \left(\frac{m_1^5}{m_0^2 m_2^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \left[\left(\frac{m_e^5}{m_0^2 m_\mu^3} \right)^{1/3} \right] = 1, \quad (6.a)$$

$$\chi_0^{q+} = \frac{\phi_1}{\phi_0} = \left[\alpha \left(\frac{m_1^5}{m_0^2 m_2^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \left[\left(\frac{m_u^5}{m_0^2 m_c^3} \right)^{1/3} \right]^{-2/3} = 1, \quad (6.b)$$

$$\chi_0^{q^-} = \frac{\phi_1}{\phi_0} = \left[\alpha \left(\frac{m_1^5}{m_0^2 m_2^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \left[\left(\frac{m_d^5}{m_0^2 m_s^3} \right)^{1/3} \right]^{1/3} = 4. \quad (6.c)$$

We have calculated the exact value of \mathcal{M} through the exact value of e^- and μ in Eq. (6.a), from there we have only had to find χ for the other expressions (6.x). We see that m_0 imposes an additional condition on (2.x), so that it sets m_1^5/m_2^3 by χ at Eq. (6.x), according to the experimental values (m_1, m_2) , which in turn determines m_2^5/m_1^2 , which in turn determines exactly m_3 at Eq. (2.x), and vice-versa. In this case, if we alter the m_1, m_2 values while keeping the m_1^5/m_2^3 ratio at Eq. (6.x), the m_2^5/m_1^2 ratio is changed to Eq. (2.x) and consequently m_3 . It follows that only one pair of values fulfils the double condition, and that this pair cannot fluctuate in their values more than the fluctuation in the value of m_3 , that is, their experimental error.

We can see this in another way, if we notice that associated to the expression (1) are the separate conditions about ϕ ,

expressed in Eq. (1.a), that have their version for each of the specific expressions seen. So for Eq. (2.x) and Eq. (6.x), respectively, we have:

$$\phi_2 = \left[\beta (m_2^2/m_3^3)^{1/3} \right]^{-q}, \quad \phi_1 = \left[\beta (m_1^2/m_2^3)^{1/3} \right]^{-q}, \quad (7.a)$$

$$\phi_1 = \left[\beta (m_1^2/m_2^3)^{1/3} \right]^{-q}, \quad \phi_0 = \left[\beta (m_0^2/m_1^3)^{1/3} \right]^{-q}, \quad (7.b)$$

Consequently, we have a system of three equations (ϕ_0, ϕ_1, ϕ_2) with three unknown values (m_1, m_2, m_3) , which has a single solution (a triad of values), and a free parameter β (for the more general case $\alpha=1 \Rightarrow \beta = \beta_1 = \beta_2$), which adjusts this solution within the experimental values or its vicinity, in a solidary way (by the dependence reached through the equations) which in fact supposes the restriction of the experimental spectrum or exact definition of its values. Specifically, from m_0 and fixed a value β we have the whole itinerary until m_3 , we only have, therefore, to choose the value β that reaches our value $m_3 \pm \varepsilon_3$, and we will have $m_1 \pm \varepsilon_1$ and $m_2 \pm \varepsilon_2$ (Figure 4).

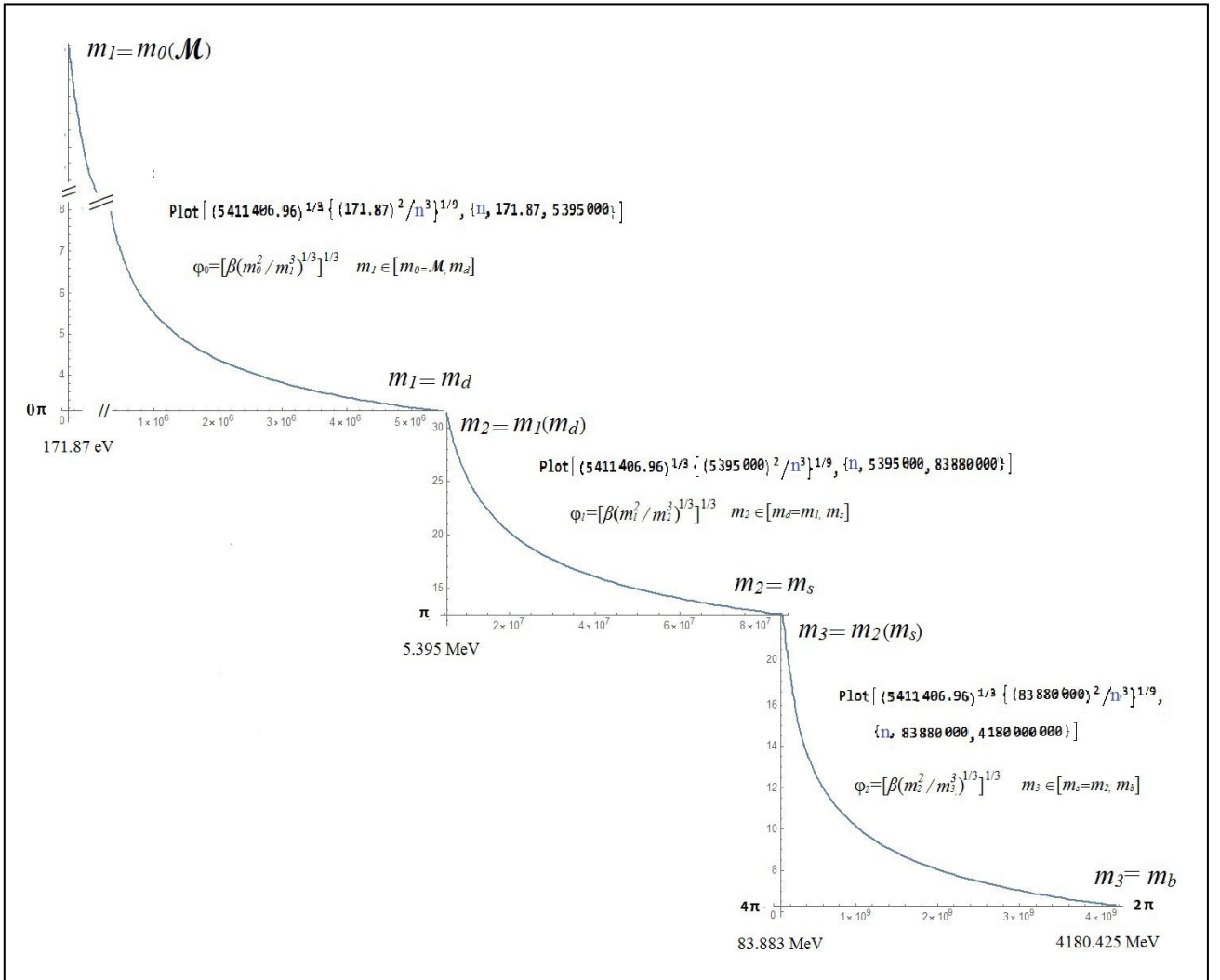


Figure 4: Phase transitions for negatively charged quarks (-1/3). Evolution of phase and inertial mass as a function of velocity according to equations 7.a-7.b, and conversion of inertial mass (kinetic energy) to matter (formation energy) of a particle of higher generational order.

We can understand all the transitions described by equations (7.a) and (7.b) like the equation of a curved line of curvature β which passes over a point B, and with origin in A. In this case, the origin A is m_0 , and the point on which it passes is m_1 , which is the origin of the following equation, as we have represented in figure 4, where it is shown that the phase is, in fact, the evolution of a particle as a function of speed up to the limit, for a determined speed, in which it stops being that particle and is another one (phase change), from which it is concluded, although we will not go into it in depth here, that the process itself is a process of energetic recombination, that is, of real conversion of kinetic energy into formation energy, demonstrating that both energies are the same thing. The case represented is for negatively charged quarks (-1/3), which satisfies their transitions for a fixed value $\beta = 5411406,96$, characteristic for each family of particles, for which it is not difficult to calculate the speeds for which such transitions occur, according with $\gamma_i = m_{i+1} / m_i$, just like we did for the leptons in Eq. (2.a).

4. NEUTRINOS

We see that all first-generation particles converge on the particle m_0 i.e. the values increasingly diverge from it for different phase values (e-, u, d). Reciprocally, it is possible to consider the existence of a divergent and decreasing previous generation from m_0 that posed in the line of progress of charged leptons involve, for different phases, values lower order particles that we could identify with neutrinos. In effect, we find v_a, v_b , and v_c , which represent a previous generation for charged leptons (with $\alpha \cong 1$ and $v_i \equiv$ mass of v_i).

$$\chi_a^e = \left[\alpha \left(\frac{m_0^5}{v_a^2 m_1^3} \right)^{1/3} \right] = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_a^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right] = 1/3, \quad (8.a)$$

$$\chi_b^e = \left[\alpha \left(\frac{m_0^5}{v_b^2 m_1^3} \right)^{1/3} \right] = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_b^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right] = 1/6, \quad (8.b)$$

$$\chi_c^e = \left[\alpha \left(\frac{m_0^5}{v_c^2 m_1^3} \right)^{1/3} \right] = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_c^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right] = 1/9. \quad (8.c)$$

for: $m_a = 0.00551$ eV, $m_b = 0.01559$ eV, $m_c = 0.02863$ eV.

(9)

It is also possible to consider this previous generation in the line of progress of uncharged leptons, in which, due to its massive value, m_0 has to appear interspersed between v_e and v_μ , resulting that the previously obtained masses satisfy some equivalent relations for the particle v_μ (with $v_\mu \equiv$ mass of v_μ):

$$\chi_a^v = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_a^2 v_\mu^3} \right)^{1/3} \right] = 1/1 = \frac{\phi_0}{\phi_v} = 3/3, \quad (10.a)$$

$$\chi_b^v = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_b^2 v_\mu^3} \right)^{1/3} \right] = 1/2 = \frac{\phi_0}{\phi_v} = 3/6, \quad (10.b)$$

$$\chi_c^v = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_c^2 v_\mu^3} \right)^{1/3} \right] = 1/3 = \frac{\phi_0}{\phi_v} = 3/9. \quad (10.c)$$

which correlate with a subsequent triad:

$$\chi_0^v = \left[\alpha \left(\frac{m_1^5}{m_0^2 m_2^3} \right)^{1/3} \right] = \left[\left(\frac{v_\mu^5}{m_0^2 v_\tau^3} \right)^{1/3} \right] = 1/1 = \frac{\phi_1}{\phi_0} = 3/3, \quad (11)$$

in which the last equivalence (member) in Eq. (10.x) guarantees that the ϕ_1 reached corresponds to that obtained in Eq. (8.x), for values m_1 and m_2 identical, and in which have taken as reference the upper limits provided by the disintegration processes, which we will assume as reliable despite not being accompanied by a lower limit:

$$v_\mu \leq 17 \text{ KeV} \text{ and } v_\tau \leq 17 \text{ MeV}. \quad (12)$$

We see that, just as there is the sequence m_0, m_1, m_2, m_3 , for charged particles, there is for uncharged particles in the form v_e, m_0, v_μ, v_τ with their two corresponding triads. One of the triads is Eq. (11) and the other Eq. (10.x), in which v_e does not appear, but v_a, v_b, v_c , that we can understand as a natural base of neutrinos with which we can build, as we will see later, a massive base and, where appropriate, a flavour (v_e). That is to say the natural neutrino base is created through m_0 by the chain of charged leptons, which is then progress with certain configurations (flavours) through m_0 by its chain of distribution. We also see that the aforementioned creation corresponds to a seesaw mechanism which does not need a large mass, but of an intermediate mass and the potential function developed in the relation tween phases or seesaw arms. That is, we can write Eq. (1) as:

$$m_0^5 = v_i^2 (m_e \chi_i)^3. \quad (13)$$

On another level, relations (8.x) and (10.x) clear any doubt about some kind of coincidence or chance in (6.x), and puts us in the idea that truly such a particle \mathcal{M} exists, either as a particle or as a circumstantial element of energy distribution, since it is valid for all types of particles and antiparticles, charged and uncharged, or even as the foundation of all present and non-present matter (dark matter), through which the entire spectrum of particles is systematically distributed in phase units, and all particles in this spectrum defined by the phase reached, and by their mass as an evolutionary parameter. A situation that we can

represent (Figure 5):

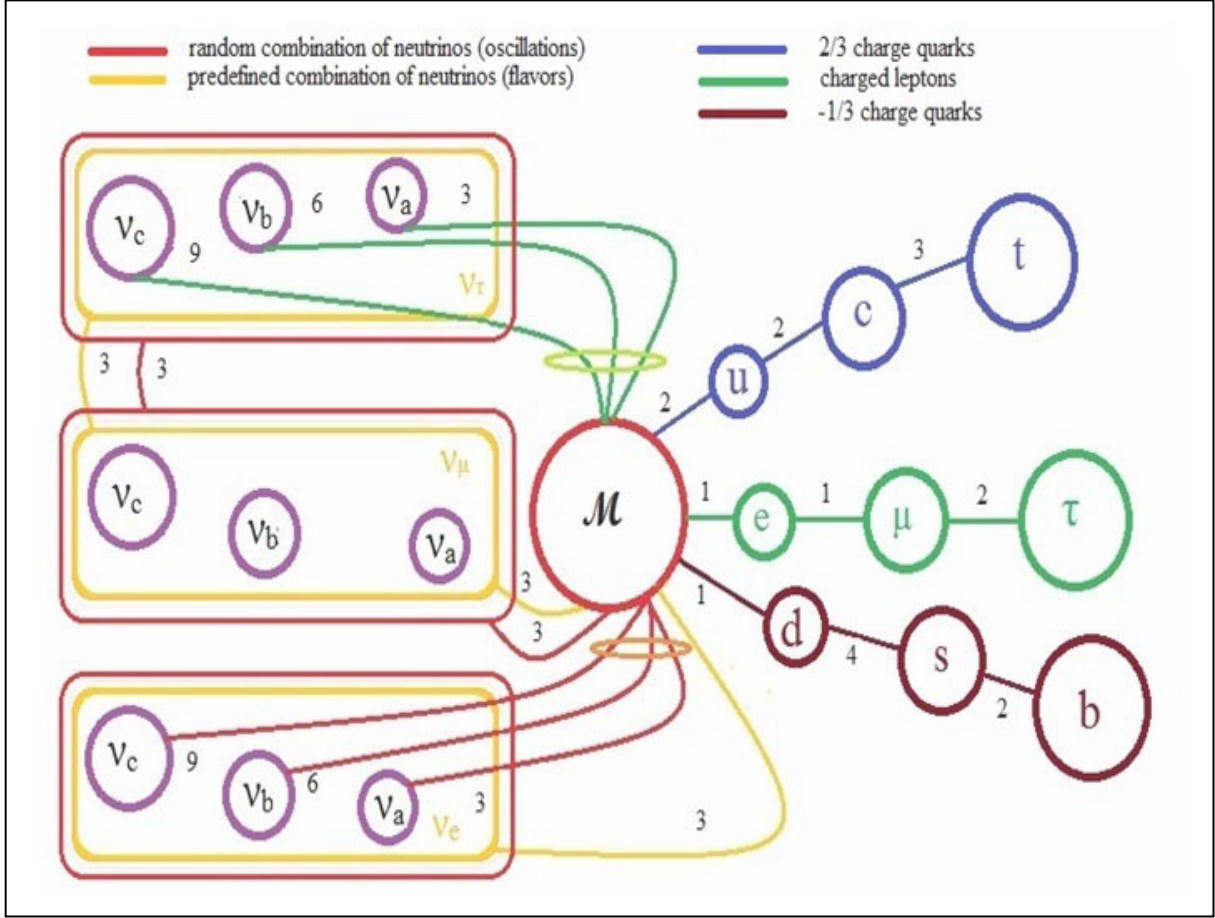


Figure 5: Phases diagram for 2/3 charge quarks, -1/3 charge quarks, and charged leptons. Each generation of a class of particles is nothing but a phase or differentiated state of the same particle in its evolution or progress (of phase) from the fundamental state \mathcal{M} (as already shown in Figure 4). Likewise, charged leptons progress through \mathcal{M} by means of Eq. (1) towards the natural base of neutrinos for each of the flavours (it has only been represented for ν_τ). Then, the elements of the natural base are combined to form the massive base, which can adopt any combination and consequently progress through \mathcal{M} with any combination in the form of **neutrino oscillations** (only has been deployed for ν_e) or do it by means of **decays in a combined way** in own states called flavours associated to each of the charged leptons.

5. THE MASSIVE BASE

We cannot address the issue of the neutrinos base without presenting the corresponding data to antineutrinos:

$$\bar{\chi}_a^\nu = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{v}_a^2 \bar{v}_\mu^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_\nu} = 1 = 3/3 = (\chi_a^\nu)^{-1}, \quad (14.a)$$

$$\bar{\chi}_b^\nu = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{v}_b^2 \bar{v}_\mu^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_\nu} = 3/2 \neq (\chi_b^\nu)^{-1}, \quad (14.b)$$

$$\bar{\chi}_c^\nu = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{v}_c^2 \bar{v}_\mu^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_\nu} = 3 = 3/1 = (\chi_c^\nu)^{-1}. \quad (14.c)$$

We can realize that as a consequence of the change of sign of the exponent we switch from a multiplier phase relation to a divider phase relation, and so while for neutrinos the phase space $\phi_0 = \pi$ implies $\phi_\nu = \pi, 2\pi, 3\pi$, for antineutrinos the sequence is inverse over the largest ϕ_ν , taken as $\bar{\phi}_0$ ($\bar{\phi}_0 = 3\pi$ implies $\bar{\phi}_\nu = 3\pi, 2\pi, \pi$), and that, in consequence, the phase $\bar{\chi}_b^\nu$ corresponding to the second antineutrino of the natural base, and consequently the mass, differs from that of the neutrino. Mass that can be calculated by Eq. (14.b) or more precisely and generally, as we did with the neutrinos, from $\bar{\chi}_\nu^e$ corresponding to Eq. (8.x). This is ($\bar{\phi}_0 = 9\pi$ implies $\bar{\phi}_\nu = 3\pi, 2\pi, \pi$):

$$\bar{\chi}_a^e = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{v}_a^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_\nu} = 9/3 = (\chi_a^e)^{-1}, \quad (15.a)$$

$$\bar{\chi}_b^e = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{v}_b^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_v} = 9/2 \neq (\chi_b^e)^{-1}, \quad (15.b)$$

$$\bar{\chi}_c^e = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{v}_c^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_v} = 9/1 = (\chi_c^e)^{-1}, \quad (15.c)$$

from what it turns out:

$$\bar{\nu}_a = 0.00551 \text{ eV}, \quad \bar{\nu}_b = 0.01008 \text{ eV}, \quad \text{and} \quad \bar{\nu}_c = 0.02863 \text{ eV}, \quad (16)$$

which represents a natural base of antineutrinos different from that of neutrinos, which, however, allows the creation of identical massive bases:

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_a = 0.00551 \text{ eV} = \bar{\nu}_a, \\ \nu_2 &= \nu_b - \nu_a = (0.01559 - 0.00551) \text{ eV} = 0.01008 \text{ eV} = \bar{\nu}_b, \\ \nu_3 &= \nu_a + \nu_b + \nu_c = (0.00551 + 0.01559 + 0.02863) \text{ eV} \\ &= 0.04973 \text{ eV} = 2\bar{\nu}_a + \bar{\nu}_b + \bar{\nu}_c, \end{aligned} \quad (17)$$

with:

$$\sum_\nu m_\nu = \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 = 0.06532 < 0.1 \text{ eV}. \quad (18)$$

Values that clear any uncertainty about the hierarchy of particles and related issues (see p. 254 Ref. [1]), being fulfilled for the oscillations of the solar and atmospheric neutrinos, respectively:

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= 7.113 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \text{and} \quad \Delta m_{31}^2 = 2.442 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \\ &(\text{with } \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 \quad \text{and} \quad \Delta m_{31}^2 = m_3^2 - m_1^2) \end{aligned} \quad (19)$$

according to the experimental results.

Values that we can even adjust if, taking into account their theoretical character and the accuracy of the input data used, we define an error ad hoc, in such a way that the lower limit of the generated interval coincides with said theoretical values:

$$\begin{aligned} \nu_1 &= 0.00561 \pm 0.00010 \text{ eV}, \quad \nu_2 = 0.01028 \pm 0.00020 \text{ eV}, \\ \text{and} \quad \nu_3 &= 0.05043 \pm 0.00070 \text{ eV}, \end{aligned} \quad (20)$$

We can tabulate that arrangement of data (Table III) to observe its evolution, and verify that Eq. (20) collect all the experimental spectrum with its two limits pivoting on the central value that represents the best experimental adjustment [8], even for the superior limits of the flavours expressed in Eq. (12).

TABLE III. Difference of squares for solar and atmospheric mass depending on the massive value of neutrinos.

Mass ν_a (eV)	$\Delta m_{21}^2 / 10^{-5}$	$\Delta m_{31}^2 / 10^{-3}$
0.00551	7.113	2.442
0.00554	7.189	2.468
0.00556	7.242	2.486
0.00558	7.296	2.505
0.00561	7.375	2.532
0.00562	7.402	2.541
0.00564	7.455	2.559
0.00568	7.567	2.598
0.00571	7.639	2.622

Tabular values that also match each other, because the starting data, and consequently Δm_{21}^2 with Δm_{31}^2 , have linked the evolution through χ , which makes it possible to define the best fit of both measures on the set of measures with the greatest reliability, solar or atmospheric, or even to adapt by means of these the experimental environment of the others.

6. CP VIOLATION

The physical system with this configuration presents an asymmetry that would justify the structural nonexistence of antimatter in the known universe, or supremacy of matter over antimatter as a consequence of the different number of construction elements in both species, and the concurrence of fewer of them (the particles \mathcal{M} from which the natural base starts) in a process of mutual annihilation:

$$\begin{aligned} \sum_\nu m_\nu &= \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 = \nu_a + 2\nu_b + \nu_c, \\ \sum_{\bar{\nu}} m_{\bar{\nu}} &= \bar{\nu}_1 + \bar{\nu}_2 + \bar{\nu}_3 = 3\bar{\nu}_a + 2\bar{\nu}_b + \bar{\nu}_c. \end{aligned} \quad (21)$$

In reality, this differential of elements is the extrapolation of the differential that we could already see between the element ν_b and the element $\bar{\nu}_b$, which showed that under equal conditions there is more matter than antimatter, and all of this, ultimately, due to the relationship between phases resulting from the charge of the electron in Eq. (1) as opposed to that of the positron.

We could elude this asymmetry or consider an alternative configuration assuming a four-element base, with which we would obtain an asymmetric element (sterile neutrino ν_c for $\phi_1 = 3\pi$), and three symmetric ones, sufficient to create a symmetric base of matter and antimatter, that if they coexist would be annihilated and if they do not coexist would not require any type of transformation to constitute a mass base:

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_a = \bar{\nu}_a \approx 0.0056 \text{ eV}, \\ \nu_2 &= \nu_b = \bar{\nu}_b \approx 0.0158 \text{ eV}, \\ \nu_3 &= \nu_d = \bar{\nu}_d \approx 0.0448 \text{ eV}, \end{aligned} \quad (22)$$

but which would nevertheless report for differences in mass

squares, results that are notably distant from the experimental data:

$$\begin{aligned}\Delta m_{21}^2 &= \Delta m_{ba}^2 = 21.951 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \\ \Delta m_{31}^2 &= \Delta m_{da}^2 = 1.903 \times 10^{-3} \text{ eV}^2.\end{aligned}\quad (23)$$

7. SUMMARY AND DISCUSSION

In this article we have reached a simple relation [Eq. (1)] among all the particles of the standard model that has to do with an even simpler relation in a certain phases or states diagram, that is not only verified by Eq. (1) for each pair of particles that comply with the regulation but by those, of leptons, which represent some anomaly with respect to it, which shows that the different generations of particles are not only found in different phases of each other, but that these phases have their own size associated with the limit value of the speed they can develop in them. All this represents the outline of a previous theoretical framework from which Eq. (1) is derived, but we can also understand it as the theoretical interpretation derived from Eq. (1) taken as a formula, i.e. how we could justify (how I could) that particles are related by Eq. (1) whenever they do. This perspective postpones the justification of the theoretical elements, the discussion, leaving unscathed the main fact, which is first of all the substantial one, because by Eq. (1) we are establishing an organization of all matter, or a structured and hierarchical relationship of the particles or, what is the same, a pattern in the value of their masses.

We have also defined theoretically by this relation a massive neutrinos base and we have found a particle $\mathcal{M}=171.87 \text{ eV}$ that is responsible for all the states of the other particles, its intermediary within the diagram of phases that make up. Be the intermediary of all of them means that it is for all kinds of charges, for matter and for antimatter what makes it a candidate for dark matter, from which it also results that it is the precursor particle of the others or more exactly said that the others are only the expression of each of their states, that is, of the different phases of \mathcal{M} .

In relation (1), the phases ϕ_1 y ϕ_2 act as the arms of a seesaw because they are the distances of each of the extreme particles to the central particle, being this relation of arms, expressed through χ , who determines the size of a particle once the other two are known. More precisely, it is the phase distance itself (each arm) that determines the relationship between particles since one mass is determined through the other with the simple help of the system parameter β and the limit imposed by the final phase, in a process that is nothing more than a process of particle formation from their kinetic evolution, and the recombination of energies for this purpose: according to the above, a particle cannot increase its kinetic energy indefinitely, but does so until the energy binomial reaches the rest value of the next particle, which already represents another state.

References:

* rafaelcanyete@protonmail.com

- [1] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018).
- [2] N. Carrasco et al. arXiv:1403.450 DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2014.07.025.
- [3] H. Abramowicz et al. arXiv:1804.01019 DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5848-3.
- [4] C.A. Dominguez et al. Phys.Rev. D79 014009.
- [5] T. Blum et al. Phys.Rev. D76 (2007) 114508.
- [6] Q. Mason et al. Phys.Rev. D73 (2006) 114501.
- [7] B. Ananthanarayan and Diganta Das Phys. Rev. D 94, 116014.
- [8] I. Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, A. Hernandez-Cabezudo, M. Maltoni, and T. Schwetz, JHEP 01 (2019) 106, arXiv:1811.05487.

Relación única y simple para todo el Modelo Estándar

Rafael Cañete Mesa*

RESUMEN: En este artículo presentamos una única relación física, y probamos que la misma es suficiente para justificar todo el espectro de partículas fundamentales de materia (fermiones), esto es, la división jerárquica de sus generaciones, el valor de sus masas y las distancias entre ellas. Dicha relación se constituye además en un método o herramienta para discriminar qué partículas elementales son posibles y cuáles no, y el valor masivo exacto de las existentes. De acuerdo con este esquema, probamos que tiene que existir una partícula $\mathcal{M}=171.87$ eV, o una entidad energética equivalente, la cual representa una generación cero común para los quarks y leptones cargados, y una partícula mediadora en la conexión de éstos con los (anti)neutrinos, para los que, mediante la aplicación de esta metodología, obtenemos una base masiva, ν_1, ν_2 y ν_3 , consistente con los requerimientos teóricos y experimentales en la oscilación de neutrinos.

Palabras clave: oscilación de neutrinos, base masiva, materia oscura, violación CP

I. INTRODUCCIÓN

Vamos a mostrar que todos los tipos de partículas, y de forma particular las diferentes clases de fermiones, satisfacen la siguiente relación de fases:

$$\chi = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \left[\alpha \left(\frac{m_2^5}{m_1^2 m_3^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \alpha^{-q} \times \mathfrak{R}_m^{-q},$$

para fase $\phi_2 = p\pi$ y $\phi_1 = q\pi$: $p, q \in \mathbb{N}$, (1)

siendo m_1, m_2 y m_3 , la triada o secuencia natural de partículas de una determinada clase, es decir, la generaciones de esa clase, de carga eléctrica q . Expresión (1) que vamos a desglosar en esta sección al fin único de justificar el valor α para el único caso en el que $\alpha^{-q} \approx 1$, que luego, no obstante, aprovecharemos para caracterizar el comportamiento de las fases ϕ_1 y ϕ_2 en sí mismas¹:

$$\chi = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \frac{\left[\beta_2 \left(\frac{1}{m_2} \right)^{1/3} \gamma_2^{-1} \right]^{-q}}{\left[\beta_1 \left(\frac{1}{m_1} \right)^{1/3} \gamma_1^{-1} \right]^{-q}} = \left[\frac{\beta_2 \left(\frac{m_2^2}{m_3^3} \right)^{1/3}}{\beta_1 \left(\frac{m_1^2}{m_2^3} \right)^{1/3}} \right]^{-q}$$

con $\gamma_1 = m_2 / m_1$ y $\gamma_2 = m_3 / m_2$, (1.a)

$$= \left[\frac{\beta \theta_0^1 \theta_1^2 \left(\frac{m_2^2}{m_3^3} \right)^{1/3}}{\beta \theta_0^1 \left(\frac{m_1^2}{m_2^3} \right)^{1/3}} \right]^{-q} = \left[\frac{\beta_1 \theta_1^2 \left(\frac{m_2^2}{m_3^3} \right)^{1/3}}{\beta_1 \left(\frac{m_1^2}{m_2^3} \right)^{1/3}} \right]^{-q} \quad (1.b)$$

¹ Aunque la relación (1) es el resultado de un desarrollo teórico, nosotros vamos a tratarla aquí como si se fuese una relación empírica, salvo para aquellas cuestiones imprescindibles para su comprensión o su validación. Esto nos permitirá centrarnos en los resultados que se derivan de la misma, y tenerlos disponibles para una futura teorización formal. Y nos permitirá por encima de todo eludir la controversia sobre los elementos teóricos y restringir dicha controversia a la expresión en sí misma (que es donde debe estar en primer término), tomada como simple fórmula: una fórmula que se cumple o no, y ya está.

$$= \left[\theta_1^2 \left(\frac{m_2^2}{m_1^2 m_2^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \left[\alpha \left(\frac{m_2^5}{m_1^2 m_3^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \alpha^{-q} \times \mathfrak{R}_m^{-q},$$

(1.c)

Por de pronto, nosotros podemos asociar a la triada de partículas las velocidades $v_0 = 0$, v_1 y v_2 , de acuerdo con γ_1 y γ_2 , que caracterizan los respectivos sistemas de referencia S_0, S_1 y S_2 , y los límites para los campos de velocidades $\hat{\phi}_1 \equiv [0, v_1]$ y $\hat{\phi}_2 \equiv [0, v_2]$ asociados a las fases ϕ_1 y ϕ_2 .

Siendo β_1 y β_2 en (1.a) los factores de normalización de la función integral origen que, de acuerdo con la naturaleza de ϕ_1 y ϕ_2 señalada en (1), alcanza una expresión en términos de π . Y siendo θ_0^1 y θ_1^2 en (1.b), como elementos diferenciadores de los anteriores, las respectivas relaciones de proporcionalidad de los ángulos subtendidos (θ_1, θ_2) por las velocidades v_1 y v_2 , respecto del ángulo $\pi/2$ subtendido por la velocidad c en el espacio físico total $\hat{\phi}_0$, al que le corresponde un campo de velocidades total $\hat{\phi}_0 \equiv [0, c]$. Es decir, $\theta_0^1 = 2\theta_1 / \pi$ para v_1 , y $\theta_1^2 = 2\theta_2 / \pi$ para v_2 .

Sobre esta base, partiendo de un factor de normalización β , correspondiente a todo el campo $\hat{\phi}_0 \equiv [0, c]$, ϕ_1 tendrá consecuentemente un factor de normalización mermado en la proporción θ_0^1 , en tanto que ϕ_2 , que no establece su campo sobre $\hat{\phi}_0$ sino sobre $\hat{\phi}_1 \equiv [0, v_1]$, tendrá un factor de normalización mermado en la proporción θ_1^2 sobre el factor de normalización de ϕ_1 . En consecuencia tenemos las relaciones $\beta_1 = \beta \theta_0^1$, y $\beta_2 = \beta \theta_0^1 \theta_1^2 = \beta_1 \theta_1^2$, de las que (evitando simplificar el factor θ_0^1 contenido en ambos elementos β_1) preservamos las formas β_1 y $\beta_2 = \beta_1 \theta_1^2$, como las verdaderamente propias de ϕ_1 y ϕ_2 . Formas que luego en efecto podemos simplificar para establecer la relación entre una y otra, que no es sino $\alpha = \theta_1^2$, esto es, una relación a cargo de γ_2 exclusivamente.

II. LAS PARTÍCULAS CARGADAS

La exigencia presentada la podemos poner de forma explícita para cada uno de los tipos de partículas cargadas, y a cada uno de ellos asignarle de acuerdo con (1) un valor χ teórico sencillo compatible con el valor de sus masas:

A. Leptones

$$\chi = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \left[\alpha \left(\frac{m_\mu^5}{m_e^2 m_\tau^3} \right)^{1/3} \right] = 2 \quad \left(\propto \frac{2\pi}{1\pi} \right), \quad (2.a)$$

El valor en este caso, es alcanzado para $\alpha^{-q} = \alpha = 0.962$. En efecto, con:

$$\gamma_2 = m_3 / m_2 = 16.82 \Rightarrow \nu_2 / c = 0.99823 \equiv \sin \theta_2,$$

$$y \quad \alpha = \frac{\arcsin(\sin \theta_2)}{\theta_1} = \frac{86,59^\circ}{90^\circ} = 0.962,$$

$$\text{tenemos} \quad \chi = 0.962 \times 2.079 = 2.$$

B. (2/3) Quarks

$$\chi = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \left[\alpha \left(\frac{m_c^5}{m_u^2 m_t^3} \right)^{1/3} \right]^{-2/3} = 1.5 \quad \left(\propto \frac{3\pi}{2\pi} \right), \quad (2.b)$$

$$(\alpha^{-2/3} = 1.005 \cong 1)$$

C. (-1/3) Quarks

$$\chi = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \left[\alpha \left(\frac{m_s^5}{m_d^2 m_b^3} \right)^{1/3} \right]^{-1/3} = 0.5 \quad \left(\propto \frac{1\pi}{2\pi} = \frac{2\pi}{4\pi} \right), \quad (2.c)$$

$$(\alpha^{1/3} = 1.004 \cong 1)$$

Abordemos una vez más la inevitable tarea de contextualizar los datos y valorar las particularidades antes de proceder a despejar las claves. El ajuste a la Ec. (2.x) con los datos experimentales tabulados [1] es único e incontrovertible para el caso de los leptones, pero no lo es, sin embargo, para las otras partículas cargadas. Así tenemos que la mejor evaluación de (1) para los quarks negativos es $\chi = 0.517$, mientras que para los positivos se cumple $\chi = 1.5$ para una triada de valores, tal como:

$$m_u = 2.00 \text{ MeV}, \quad m_c = 1.27 \text{ GeV}, \quad \text{y} \quad m_t = 172.90 \text{ GeV}, \quad (3)$$

y sus correspondientes fluctuaciones dentro del rango.

Ajuste inexacto o indefinido según el caso, pero, no obstante, suficiente para asegurar que de cumplirse la Ec. (1) tiene que ser en la forma (2.x), esto es, con los valores definidos para χ . En ninguno de los dos casos, sin embargo, tenemos garantizada la certidumbre (ni para avalar el ajuste ni para descartar el desajuste) por no tener esa certidumbre sobre los datos experimentales que,

procediendo de medidas indirectas, no son totalmente confiables. Datos experimentales que son susceptibles, por tanto, de ser corregidos hacia otros valores experimentales, menos reconocidos, mediante algún criterio (como el que propondremos). El reto o el propósito, en consecuencia, no es sólo demostrar que se cumple (1) sino alcanzar esa certidumbre al respecto de los datos de partida².

No estamos proponiendo, en consecuencia, una simple y oportuna verificación, como la efectuada sobre (3), sino, como veremos, una solución teórica exacta que parte de (1), de la que se deriva toda presentación o corrección de datos, como los que presentamos a continuación con estas premisas de forma anticipada (sin precisar de momento su margen de error), en Tabla I.

Jerarquía	Partícula	Masa (MeV)	χ
m ₀	e	0.511	
m ₁	μ	105.658	2
m ₂	τ	1776.840	
m ₀	u	2.368	
m ₁	c	1361.698	1.5
m ₂	t	172950	
m ₀	d	5.395	
m ₁	s	83.883	0.5
m ₂	b	4180.425	

TABLA I. Valor χ , de acuerdo con Ec. (1), para cada una de las triadas de valores m1, m2, m3, correspondientes a las tres generaciones de partículas, para cada una de las tres familias con carga.

Datos que podemos representar de una forma más visual (Figuras 1, 2 y 3) junto con los ya existentes y presentados en el Data listings (Ref. [1]):

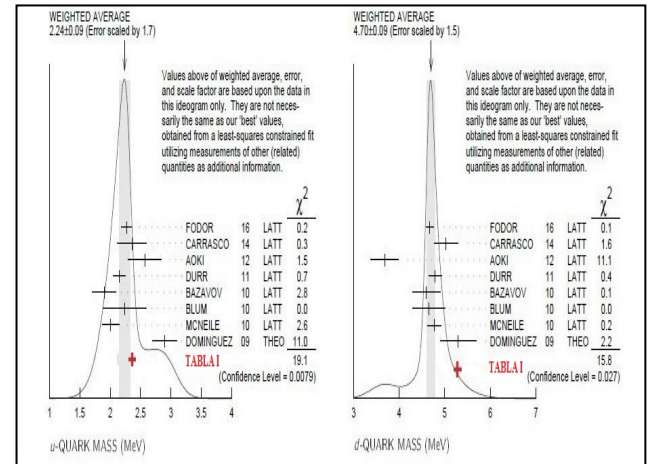


Figura 1: Quarks-u y Quarks-d. Situación de nuestros datos (+) respecto a los datos acreditados.

² Al margen de que éstos puedan verse modulados igualmente por esa situación de confinamiento o de contorno que aquí no contemplamos (estamos tratando los quarks como partículas libres), que podría ser responsable de alguna desviación, y que habría que considerar en un tratamiento posterior.

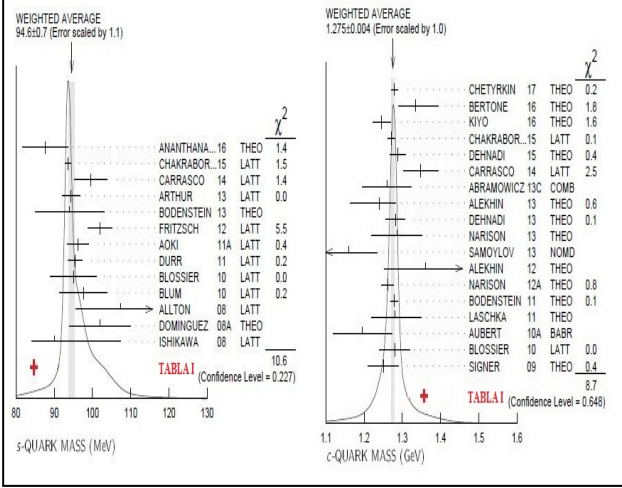


Figura 2: Qurks-s y Qurks-c. Situación de nuestros datos (+) respecto a los datos acreditados.

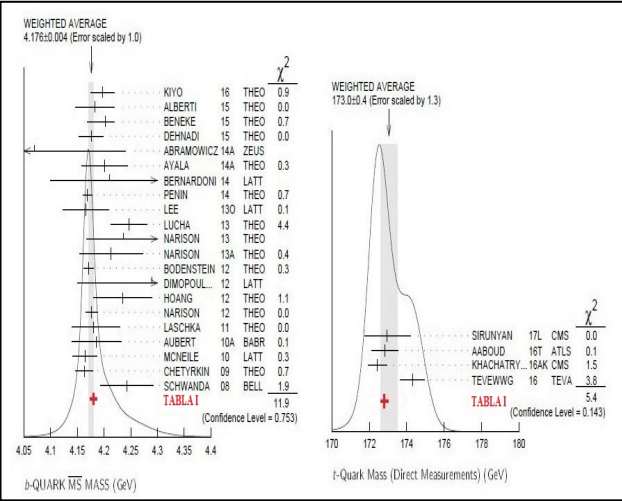


Figura 3: Qurks-u y Qurks-d. Situación de nuestros datos (+) respecto a los datos acreditados.

Datos sobre los que, en primer orden, podemos comprobar una cierta disparidad respecto a algunos de los valores mejor ajustados:

$$m_c = 1270 \pm 20 \text{ Mev}, m_d = 4.67^{+0.48}_{-0.17} \text{ Mev}, \quad (4)$$

$$y m_s = 93^{+11}_{-5} \text{ Mev},$$

que no obstante, como ya adelantamos, están conformes, respectivamente, con los resultados experimentales [2,3], [4,5], [6,7], entre otros, que podemos encontrar igualmente de forma sumaria (ver Data listings de Ref. [1]), y que, en cualquier caso, ya en un segundo orden, vamos a revalidar, superando la propuesta inicial.

En este caso, y de acuerdo con lo ya adelantado, aunque en una primera evaluación no dijéramos que (1) determinaba el valor de las masas, sino que el valor de las masas está regulado por (cumple) la Ec. (1), en una segunda evaluación sí que seremos capaces de discriminar los valores mediante Ec. (1), esto es, capaces de superar la indeterminación de esos datos experimentales o corregirlos.

Y esto último como consecuencia de que la relación (1) participa de otra propiedad relacional, por la que se puede constatar que para todos los tipos de partículas cargadas se puede encontrar una partícula de jerarquía anterior m_0 que cumple igualmente la relación (1), con la particularidad de que dicha partícula es única para todos ellos, o de igual masa, que en adelante vamos a identificar como $\mathcal{M}=171.87$ eV, y con la particularidad, y la importancia respecto a lo que estamos tratando, de que semejante relación se establece exclusivamente para las masas definidas anteriormente, con las que conforman una nueva triada, tal como presentamos en Tabla II.

Jerarquía	Partícula	Masa (MeV)	χ
m_0	\mathcal{M}	0.00017187	
m_1	e	0.511	1
m_2	μ	105.658	
m_0	\mathcal{M}	0.00017187	
m_1	u	2.368	1
m_2	c	1361.698	
m_0	\mathcal{M}	0.00017187	
m_1	d	5.395	4
m_2	s	83.883	

TABLA II. Fase, de acuerdo con (1), establecido entre dos primeras generaciones de partículas m_1 , m_2 para cada una de las tres familias con carga, y a una generación cero, m_0 , a todas ellas, que específicamente nombramos \mathcal{M} .

Cuestión que desarrollaremos en el siguiente epígrafe, no sin antes poner de relieve que todo lo presentado es aplicable a las antipartículas, que, con los mismos valores para las masas y carga de signo contrario, dará como resultado en Ec. (1) una inversión de fase respecto a las partículas, cumpliéndose que:

$$\chi_i \bar{\chi}_i = 1. \quad (5)$$

III. LA PARTÍCULA \mathcal{M}

Acabamos de ver que existe una masa común \mathcal{M} , o entidad energética equivalente, que está a un nivel anterior a la primera generación para las tres clases de partículas elementales cargadas, que, en consecuencia, puede ser tomada como una generación cero o partícula precursora, y como la evidencia de un origen compartido, o partícula común m_0 de orden jerárquico inferior para el establecimiento de una nueva triada (con $\alpha \cong 1$).

$$\chi_0^L = \frac{\phi_1}{\phi_0} = \left[\alpha \left(\frac{m_1^5}{m_0^2 m_2^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \left[\left(\frac{m_e^5}{m_0^2 m_\mu^3} \right)^{1/3} \right] = 1, \quad (6.a)$$

$$\chi_0^{q+} = \frac{\phi_1}{\phi_0} = \left[\alpha \left(\frac{m_1^5}{m_0^2 m_2^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \left[\left(\frac{m_u^5}{m_0^2 m_c^3} \right)^{1/3} \right]^{-2/3} = 1, \quad (6.b)$$

$$\chi_0^{q^-} = \frac{\phi_1}{\phi_0} = \left[\alpha \left(\frac{m_1^5}{m_0^2 m_2^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = \left[\left(\frac{m_d^5}{m_0^2 m_s^3} \right)^{1/3} \right]^{-q} = 4. \quad (6.c)$$

Hemos calculado el valor exacto de \mathcal{M} a través del valor exacto de e^- y μ en Ec. (6.a), a partir de ahí sólo hemos tenido que encontrar χ para las restantes expresiones (6.x). Vemos que m_0 impone una condición adicional sobre (2.x), de tal modo que fija m_1^5/m_2^3 mediante χ en Ec. (6.x), de acuerdo con los valores experimentales (m_1, m_2), que a su vez determina m_2^5/m_1^2 , que a su vez determina m_3 de forma exacta en (2.x), y viceversa. En este caso, si alteramos los valores m_1, m_2 conservando el ratio m_1^5/m_2^3 en (6.x), se modifica el ratio m_2^5/m_1^2 en (2.x) y consecuentemente m_3 . De lo que se deduce que sólo una pareja de valores cumple la doble condición, y que esta pareja no puede fluctuar en sus valores más de lo que permite la fluctuación del valor de m_3 , esto es, de su error experimental.

Esto lo podemos ver de otra manera si reparamos en que asociada a la expresión (1) están las condiciones separadas

respecto a ϕ , expresadas en Ec. (1.a), que tienen su versión para cada una de las expresiones específicas vistas. Así para (2.x) y (6.x), respectivamente, tenemos:

$$\phi_2 = \left[\beta (m_2^2/m_3^3)^{1/3} \right]^{-q}, \quad \phi_1 = \left[\beta (m_1^2/m_2^3)^{1/3} \right]^{-q}, \quad (7.a)$$

$$\phi_1 = \left[\beta (m_1^2/m_2^3)^{1/3} \right]^{-q}, \quad \phi_0 = \left[\beta (m_0^2/m_1^3)^{1/3} \right]^{-q}, \quad (7.b)$$

En consecuencia tenemos un sistema de tres ecuaciones (ϕ_0, ϕ_1, ϕ_2) con tres incógnitas (m_1, m_2, m_3), que tiene una única solución (una triada de valores), y un parámetro libre β (para el caso más general $\alpha=1 \Rightarrow \beta=\beta_1=\beta_2$), que ajusta dicha solución dentro de los valores experimentales o su vecindad, de forma solidaria (por la dependencia alcanzada a través de las ecuaciones) lo que de facto supone la restricción del espectro experimental o la definición exacta de sus valores. De forma específica, a partir de m_0 y fijado un valor β tenemos todo el itinerario hasta m_3 , sólo tenemos, por tanto, que elegir el valor β que alcanza nuestro valor $m_3 \pm \varepsilon_3$, y tendremos $m_1 \pm \varepsilon_1$ y $m_2 \pm \varepsilon_2$ (ver figura 4).

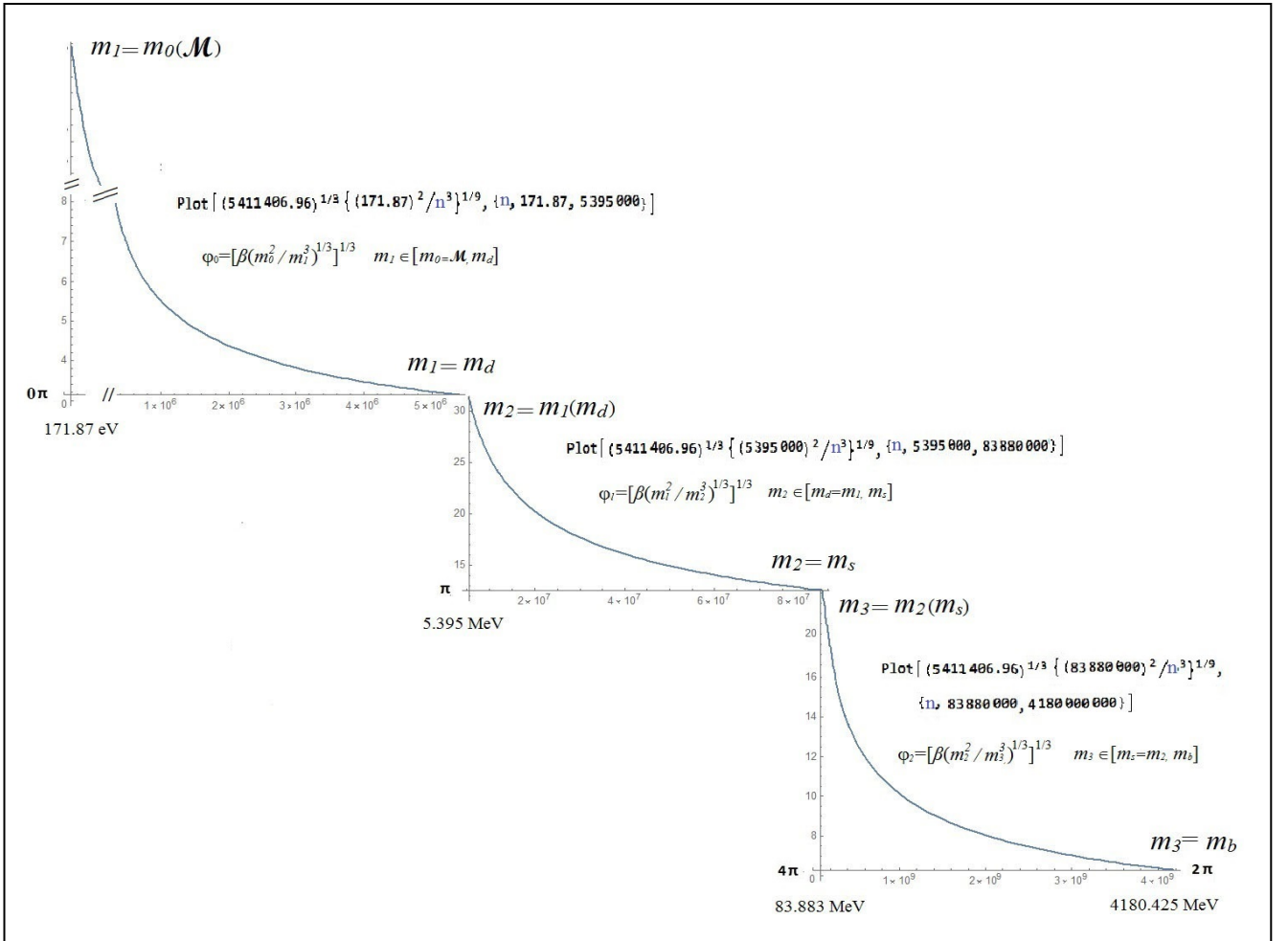


Figura 4: Transiciones de fase para los quarks de carga negativa (-1/3). Evolución de la fase y la masa inercial en función de la velocidad, de acuerdo con las ecuaciones 7.a-7.b, y conversión de la masa inercial (energía cinética) en materia (energía de formación) de una partícula de orden generacional superior.

Podemos entender todas las transiciones descritas por las ecuaciones (7.a) y (7.b) como la ecuación de una curva de curvatura β que pasa por un punto B, y con origen en A. En este caso, el origen A es m_0 , y el punto por el que pasa es m_1 , que es el de origen de la siguiente ecuación, tal como hemos representado en la figura 4, donde se pone de manifiesto que la fase es, de hecho, la evolución de una partícula en función de la velocidad hasta el límite, para una velocidad determinada, en el que deja de ser esa partícula y es otra (cambio de fase), de lo que se concluye, aunque no profundizaremos aquí en ello, que el proceso en sí es un proceso de recombinación energética, esto es, de conversión real de la energía cinética en energía de formación, demostrándose que ambas energías son la misma cosa. El caso representado es para los quarks de carga negativa (-1/3), para un valor fijo $\beta = 5411406,96$, característico para cada familia de partículas, para la que no es difícil calcular las velocidades en la que tales transiciones ocurren, de acuerdo con $\gamma_i = m_{i+1} / m_i$, tal como hicimos para los leptones en (2.a).

IV. NEUTRINOS

Vemos que todas las partículas de primera generación convergen en la partícula m_0 , es decir, que los valores divergen de forma creciente a partir de ella para distintos valores de fase (e , u , d). Cabe considerar, recíprocamente, la existencia de una generación previa divergente y decreciente a partir de m_0 , que planteada en la línea de progreso de los leptones cargados involucre para diferentes valores de fase a partículas de orden inferior que podríamos identificar con los neutrinos. En efecto, encontramos v_a, v_b y v_c que representan una generación previa para los leptones cargados (con $\alpha \cong 1$ y $v_i \equiv$ masa de v_i):

$$\chi_a^e = \left[\alpha \left(\frac{m_0^5}{v_a^2 m_1^3} \right)^{1/3} \right] = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_a^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right] = 1/3 \quad (8.a)$$

$$\chi_b^e = \left[\alpha \left(\frac{m_0^5}{v_b^2 m_1^3} \right)^{1/3} \right] = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_b^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right] = 1/6 \quad (8.b)$$

$$\chi_c^e = \left[\alpha \left(\frac{m_0^5}{v_c^2 m_1^3} \right)^{1/3} \right] = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_c^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right] = 1/9 \quad (8.c)$$

para:

$$m_a = 0.00551 \text{ eV}, m_b = 0.01559 \text{ eV}, m_c = 0.02863 \text{ eV}. \quad (9)$$

Cabe considerar, igualmente esta generación previa en la línea de progreso de los leptones no cargados, en la que por su valor masivo m_0 tiene que aparecer intercalado entre v_e y v_μ , resultando que las masas obtenidas previamente

satisfacen unas relaciones equivalentes para la partícula v_μ ($v_\mu \equiv$ masa de v_μ):

$$\chi_a^v = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_a^2 v_\mu^3} \right)^{1/3} \right] = 1/1 = \frac{\phi_0}{\phi_v} = 3/3, \quad (10.a)$$

$$\chi_b^v = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_b^2 v_\mu^3} \right)^{1/3} \right] = 1/2 = \frac{\phi_0}{\phi_v} = 3/6, \quad (10.b)$$

$$\chi_c^v = \left[\left(\frac{m_0^5}{v_c^2 v_\mu^3} \right)^{1/3} \right] = 1/3 = \frac{\phi_0}{\phi_v} = 3/9. \quad (10.c)$$

que se correlacionan con una triada subsiguiente:

$$\chi_0^v = \left[\alpha \left(\frac{m_1^5}{m_0^2 m_2^3} \right)^{1/3} \right] = \left[\left(\frac{v_\mu^5}{m_0^2 v_\tau^3} \right)^{1/3} \right] = 1/1 = \frac{\phi_1}{\phi_0} = 3/3, \quad (11)$$

en las que la última equivalencia (miembro) en Ec. (10.x) garantiza que el ϕ_1 alcanzado se corresponda con que el obtenido en Ec. (8.x), para unos valores m_1 y m_2 idénticos, y en las que hemos tomado como referencia los límites superiores proporcionados por los procesos de desintegración que asumiremos como confiables a pesar de no estar acompañados de un límite inferior:

$$v_\mu \leq 17 \text{ KeV} \quad \text{y} \quad v_\tau \leq 17 \text{ MeV}. \quad (12)$$

Vemos que, igual que existe la secuencia m_0, m_1, m_2, m_3 para las partículas cargadas, existe para las no cargadas en la forma v_e, m_0, v_μ, v_τ , con sus dos triadas correspondientes. Una de las triadas es Ec. (11) y la otra, Ec. (10.x), en la que no aparece v_e sino los elementos v_a, v_b, v_c , que podemos entender como una base natural de neutrinos con la que se puede construir, como veremos más tarde, una base masiva y, llegado el caso, un sabor (v_e). Es decir, la base natural de neutrinos se crea a través de m_0 por la cadena de leptones cargados (m_1, m_2, m_3), y luego progresa con unas configuraciones determinadas (sabores) a través de m_0 por su cadena de distribución (v_μ, v_τ).

También vemos que la mencionada creación se corresponde con un mecanismo de balancín que no necesita de una gran masa, sino de una masa intermedia y la función potencial desarrollada en la relación de fases o de brazos del balancín. Esto es, podemos escribir la Ec. (1) como:

$$m_0^5 = v_\tau^2 (m_e \chi_i)^3. \quad (13)$$

En otro orden de cosas, las relaciones (8.x) y (10.x) despejan toda duda sobre algún tipo coincidencia o casualidad en (6.x), y nos pone en la idea de que verdaderamente la tal partícula \mathcal{M} existe, ya sea como partícula o como elemento circunstancial de distribución energética, dado que es válido para todo tipo de partículas y

de antipartículas, con carga y sin ella, o incluso como fundamento de toda la materia presente y no presente (materia oscura). A través de la cual todo el espectro de partículas queda distribuido sistemáticamente en unidades

de fase, y todas las partículas de dicho espectro definidas por la fase alcanzada, y por su masa como parámetro de evolución. Situación que podemos representar (Figura 5):

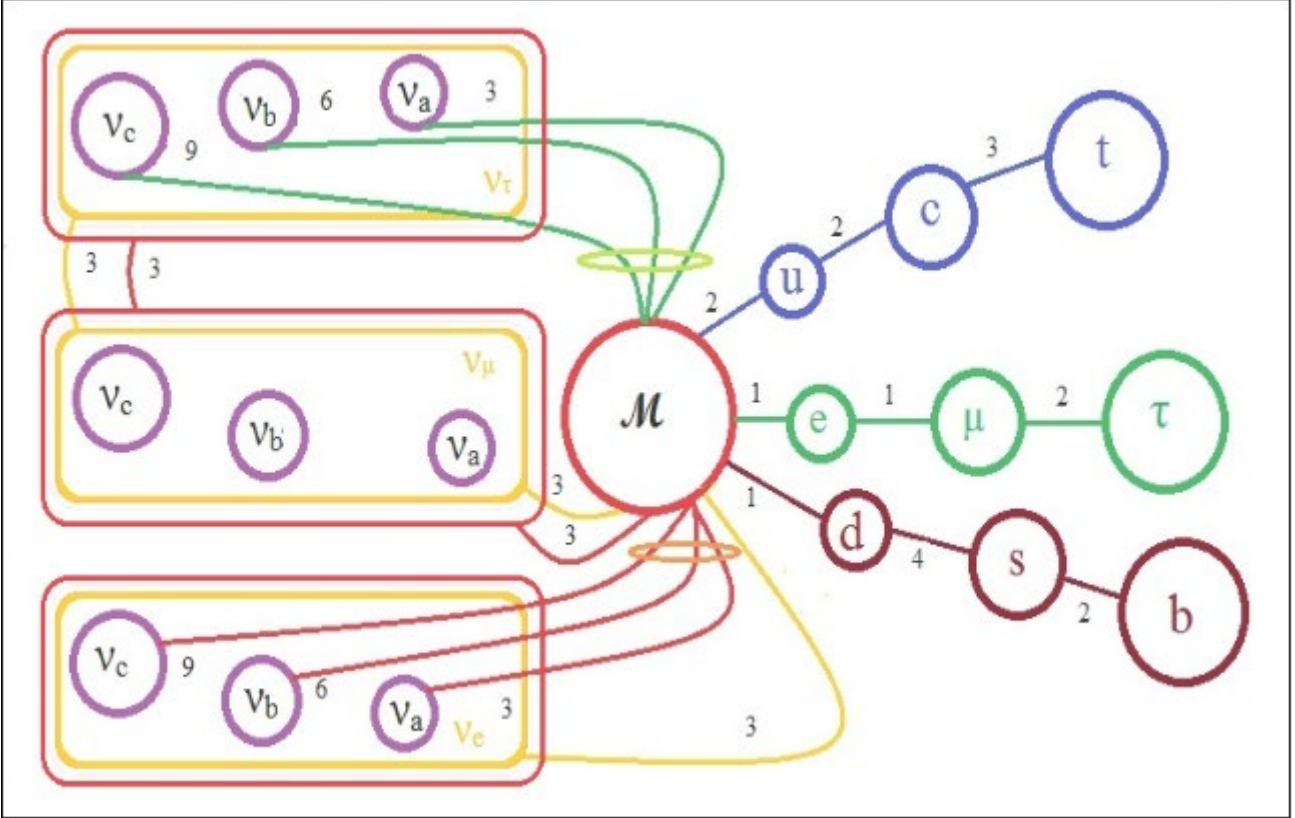


Figura 5: Diagrama de fases para los quarks de carga 2/3, quarks de carga -1/3, y leptones cargados. Cada generación de una clase de partículas no es sino una fase o estado diferenciado de la misma partícula en su evolución o progreso (de fase) desde el estado fundamental \mathcal{M} (según lo ya representado en Figura 4). Así mismo, los leptones cargados progresan a través de \mathcal{M} mediante Ec. (1) hacia la base natural de neutrinos para cada uno de los sabores (sólo se ha representado para ν_τ). Luego, los elementos de la base natural se combinan para formar la base masiva, que puede adoptar cualquier combinación y en consecuencia progresar a través de \mathcal{M} con cualquier combinación en forma de **oscilaciones de neutrinos** (sólo se ha desplegado para ν_τ) o hacerlo mediante **decaimientos de forma combinada** en estados propios llamados sabores asociados a cada uno de los leptones cargados.

V. LA BASE MASIVA

No podemos tratar la cuestión de la base de neutrinos sin presentar los datos correspondientes a los antineutrinos:

$$\bar{\chi}_a^\nu = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{V}_a^2 \bar{V}_\mu^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_\nu} = 1 = 3/3 = (\chi_a^\nu)^{-1}, \quad (14.a)$$

$$\bar{\chi}_b^\nu = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{V}_b^2 \bar{V}_\mu^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_\nu} = 3/2 \neq (\chi_b^\nu)^{-1}, \quad (14.b)$$

$$\bar{\chi}_c^\nu = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{V}_c^2 \bar{V}_\mu^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_\nu} = 3 = 3/1 = (\chi_c^\nu)^{-1}. \quad (14.c)$$

Podemos darnos cuenta de que como consecuencia del

cambio de signo del exponente pasamos de una relación de fases multiplicadora a una relación de fase divisora, y así, mientras que para los neutrinos el espacio fásico $\phi_0 = \pi$ implica $\phi_\nu = \pi, 2\pi, 3\pi$, para los antineutrinos la secuencia es inversa sobre el mayor ϕ_0 , tomado como $\bar{\phi}_0$ ($\bar{\phi}_0 = 3\pi$ implica $\bar{\phi}_\nu = 3\pi, 2\pi, \pi$), y que, en consecuencia, la fase correspondiente al segundo antineutrino $\bar{\chi}_b^\nu$ de la base natural, y consecuentemente la masa, difiere de la del neutrino. Masa que podemos calcular mediante Ec. (14.b) o de forma más exacta y general, como hicimos con los neutrinos, a partir de $\bar{\chi}_\nu^e$ correspondiente a Ec. (8.x). Esto es ($\bar{\phi}_0 = 9\pi$ implica $\bar{\phi}_\nu = 3\pi, 2\pi, \pi$):

$$\bar{\chi}_a^e = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{V}_a^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_\nu} = 9/3 = (\chi_a^e)^{-1}, \quad (15.a)$$

$$\bar{\chi}_b^e = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{\nu}_b^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_b} = 9/2 \neq (\chi_b^e)^{-1}, \quad (15.b)$$

$$\bar{\chi}_c^e = \left[\left(\frac{m_0^5}{\bar{\nu}_c^2 m_e^3} \right)^{1/3} \right]^{-1} = \frac{\bar{\phi}_0}{\bar{\phi}_c} = 9/1 = (\chi_c^e)^{-1}, \quad (15.c)$$

de lo que resulta:

$$\bar{\nu}_a = 0.00551 \text{ eV}, \quad \bar{\nu}_b = 0.01008 \text{ eV}, \quad \text{y} \quad \bar{\nu}_c = 0.02863 \text{ eV}, \quad (16)$$

que representa una base natural de antineutrinos diferente a la de neutrinos, que sin embargo permite la creación de bases masivas idénticas:

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_a = 0.00551 \text{ eV} = \bar{\nu}_a, \\ \nu_2 &= \nu_b - \nu_a = (0.01559 - 0.00551) \text{ eV} = 0.01008 \text{ eV} = \bar{\nu}_b, \\ \nu_3 &= \nu_a + \nu_b + \nu_c = (0.00551 + 0.01559 + 0.02863) \text{ eV} \\ &= 0.04973 \text{ eV} = 2\bar{\nu}_a + \bar{\nu}_b + \bar{\nu}_c, \end{aligned} \quad (17)$$

con:

$$\sum_\nu m_\nu = \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 = 0.06532 < 0.1 \text{ eV}. \quad (18)$$

Valores que despejan toda incertidumbre sobre la jerarquía de las partículas y cuestiones relacionadas (see p. 254 Ref. [1]), cumpliéndose para las oscilaciones de los neutrinos solares y atmosféricos, respectivamente:

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= 7.113 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \text{y} \quad \Delta m_{31}^2 = 2.442 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \\ (\text{con } \Delta m_{21}^2 &= m_2^2 - m_1^2 \quad \text{y} \quad \Delta m_{31}^2 = m_3^2 - m_1^2) \end{aligned} \quad (19)$$

de acuerdo con los resultados experimentales.

Valores que incluso podemos ajustar si, teniendo en cuenta que parten de un cálculo estrictamente teórico, definimos ad hoc un error, de tal modo que el límite inferior del intervalo generado coincida con dichos valores teóricos.

$$\begin{aligned} \nu_1 &= 0.00561 \pm 0.00010 \text{ eV}, \quad \nu_2 = 0.01028 \pm 0.00020 \text{ eV} \\ \text{y} \quad \nu_3 &= 0.05043 \pm 0.00070 \text{ eV}, \end{aligned} \quad (20)$$

Podemos tabular este arreglo de datos (Tabla III) para observar su evolución, y constatar que Ec. (20) recoge todo el espectro experimental con sus dos límites pivotando sobre el valor central que representa el mejor ajuste experimental [8], incluso para las cotas superiores de los sabores expresadas en Ec. (12).

TABLA III. Diferencia de cuadrados para la masa solar y atmosférica en función del valor masivo de los neutrinos.

Masa ν_a (eV)	$\Delta m_{21}^2 / 10^{-5}$	$\Delta m_{31}^2 / 10^{-3}$
0.00551	7.113	2.442
0.00554	7.189	2.468
0.00556	7.242	2.486
0.00558	7.296	2.505
0.00561	7.375	2.532
0.00562	7.402	2.541
0.00564	7.455	2.559
0.00568	7.567	2.598
0.00571	7.639	2.622

Valores tabulados que además se ajustan entre sí, gracias a que los datos de partida, y consecuentemente Δm_{21}^2 con Δm_{31}^2 , tienen ligada la evolución a través de χ , lo que permite definir el mejor ajuste de ambas medidas sobre el juego de medidas que presente mayor fiabilidad, solar o atmosférico, o incluso adecuar mediante éstas el entorno experimental de las otras.

VI. VIOLACIÓN CP

El sistema físico con esta configuración presenta una asimetría que justificaría la inexistencia estructural de antimateria en el universo conocido, o supremacía de materia sobre antimateria como consecuencia del diferente número de elementos de construcción para ambas especies, y el concurso de una menor cantidad de ellos (las partículas \mathcal{M} de la que parte la base natural) en un proceso de aniquilación mutua:

$$\begin{aligned} \sum_\nu m_\nu &= \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 = \nu_a + 2\nu_b + \nu_c, \\ \sum_{\bar{\nu}} m_{\bar{\nu}} &= \bar{\nu}_1 + \bar{\nu}_2 + \bar{\nu}_3 = 3\bar{\nu}_a + 2\bar{\nu}_b + \bar{\nu}_c. \end{aligned} \quad (21)$$

En realidad, este diferencial de elementos es la extrapolación del diferencial que ya apreciamos entre el elemento ν_b y el elemento $\bar{\nu}_b$, que ponía de manifiesto que en igualdad de condiciones hay más materia que antimateria, y todo ello, en último término, por la relación entre fases a la que da lugar la carga del electrón en Ec. (1) frente a la que da lugar el positrón.

Podríamos eludir esta asimetría o plantear la posibilidad de una configuración alternativa suponiendo una base de cuatro elementos, con la que se obtendría un elemento asimétrico e independiente (neutrino estéril ν_c para $\phi_1 = 3\pi$) y tres simétricos, suficientes para crear una base simétrica de materia y antimateria, que de coexistir se aniquilaría y de no coexistir no precisaría de ningún tipo de transformación para constituirse en base masiva:

$$\begin{aligned}
v_1 = v_a = \bar{v}_a &\approx 0.0056 \text{ eV}, \\
v_2 = v_b = \bar{v}_b &\approx 0.0158 \text{ eV}, \\
v_3 = v_d = \bar{v}_d &\approx 0.0448 \text{ eV},
\end{aligned} \tag{22}$$

pero que, sin embargo, reportaría para las diferencias de cuadrados de las masas unos resultados alejados notablemente de los datos experimentales:

$$\begin{aligned}
\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{ba}^2 &= 21.951 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \\
\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{da}^2 &= 1.903 \times 10^{-3} \text{ eV}^2.
\end{aligned} \tag{23}$$

VII. SUMARIO Y DISCUSIÓN

En este artículo hemos estudiado una relación sencilla [Ec. (1)] entre todas las partículas del modelo estándar que tiene que ver con una relación aún más sencilla en un cierto diagrama de fases o de estados, que no sólo es verificado mediante Ec. (1) por cada pareja de partículas que cumplen la norma sino por aquellas, la de leptones, que representan alguna anomalía respecto a ella, por la que se evidencia que las diferentes generaciones de partículas no sólo se encuentran en diferentes fases unas de otras sino que dichas fases tienen un tamaño que le es propio asociado al valor límite de la velocidad que pueden desarrollar en ellas. Todo esto representa el esbozo de un marco teórico previo del que deriva la Ec. (1), pero podemos entenderlo también como la interpretación teórica que se deriva de Ec. (1) tomada como fórmula, es decir, cómo podríamos justificar (cómo lo hago yo) que las partículas se relacionan mediante (1) toda vez que lo hacen. Esta perspectiva aplaza la justificación de los elementos teóricos, la discusión, dejando indemne el hecho principal, que es en primer orden el sustancial pues mediante Ec. (1) estamos estableciendo una organización de toda la materia, o relación estructurada y jerárquica de las partículas o, lo que es lo mismo, un patrón en el valor de sus masas.

Mediante esta relación también hemos definido teóricamente una base masiva de neutrinos y hemos encontrado que tiene que existir una partícula $\mathcal{M} = 171.87$ eV que es la responsable de todos los estados de las otras partículas, su intermediaria en el diagrama de fases que conforman. Ser la intermediaria de todas ellas quiere decir que lo es para todo tipo de cargas, para la materia y para la antimateria, lo que la convierte en candidata a materia oscura, de lo que resulta también que es la partícula precursora de las otras o dicho más exactamente que las otras son sólo la expresión de cada uno de sus estados, es decir, de las distintas fases de \mathcal{M} .

En la relación (1), las fases ϕ_1 y ϕ_2 actúan como los brazos de un balancín porque son las distancias de cada una de las partículas extremas a la partícula central, siendo esta relación de brazos, expresada mediante χ , quien determina el tamaño de una partícula conocidas las otras dos. Dicho de forma más precisa, es la propia distancia de fase (cada brazo) la que determina la relación de entre partículas dado que una masa se determina a través de la otra con el simple concurso del parámetro de sistema β y el límite que impone la fase final, en un proceso que no es sino un proceso de formación de partículas a partir de su evolución cinética, y la recombinación de energías para este fin: de acuerdo con lo anterior una partícula no puede aumentar su energía cinética indefinidamente, sino que lo hace hasta que el binomio energético alcanza el valor en reposo de la siguiente partícula, que ya representa otro estado.

Referencias:

* rafaalcanyete@protonmail.com

- [1] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018).
- [2] N. Carrasco et al. arXiv:1403.450 DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2014.07.025.
- [3] H. Abramowicz et al. arXiv:1804.01019 DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5848-3.
- [4] C.A. Dominguez et al. Phys.Rev. D79 014009.
- [5] T. Blum et al. Phys.Rev. D76 (2007) 114508.
- [6] Q. Mason et al. Phys.Rev. D73 (2006) 114501.
- [7] B. Ananthanarayan and Diganta Das Phys. Rev. D 94, 116014.
- [8] I. Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, A. Hernandez-Cabezudo, M. Maltoni, and T. Schwetz, JHEP 01 (2019) 106, arXiv:1811.05487.