

Microworld\_43.  
**UNSOLVED PROBLEMS OF PHYSICS\_ 3**

N.N.Leonov

The mechanism of electromagnetic atomic radiation frequency spectrum has been described.

●

**VII. Mechanism of Formation of  
Electromagnetic Atomic Wave Radiation Frequency Spectra**

Identified structures of non-excited and excited atoms showed that there are two types of electromagnetic atomic radiation in the material world: purely wave radiation and photon radiation.

Purely wave electromagnetic radiation is generated by oscillations of electrons and antielectrons contained in non-excited and excited atoms. This radiation has a discrete frequency spectrum which structure is completely defined by the structures of multiple non-excited and excited atoms.

Experimental observations showed that frequency radiation spectra of atom of each chemical element:

- are single-curved, with small but finite width of each spectral line,
- form serial structures in the shape of sequences converging with increase in the radiation frequency,
- at careful examination almost every spectral line is multiplet, i.e. it consists of several, almost undistinguishable separate lines.

TNO - theory of non-linear oscillations obviously demonstrates that its mathematical models of atoms quite simply explain these properties of atomic frequency spectra. Let us show it on the example of protium.

**VII.1. An Atom of Protium**

The frequency spectrum of protium consists of frequency spectra of non-excited atom and excited atoms with various excitation degrees, i.e. with various quantities of captured photons.

**VII.1.1. Unexcited Atom of Protium**

The simplest of non-excited atoms is protium. It consists of one proton and one electron (fig.1, **O** – proton, **●** - electron, arrows are magnetic moment vectors of proton and electron). This atom generates electromagnetic radiation at the same frequency that corresponds to the frequency of electron oscillation relatively to proton.



Fig.1. Non-excited protium diagram

**VII.1.2. An Excited Atom of Protium**

The structure of excited atom is ambiguous. Due to magnetic orientation effect [14] that positions the magnetic moment vector of an object along the lines of external magnetic field, each photon dipole is positioned on the centerline of one of the atom's magnetic clusters [15]. For instance, singly excited protium can have one of the forms show on fig.2 (**●** – photon electron, **o** - antielectron).



Fig. 2. Singly excited protium diagrams

In multifold excited protium, all photons are on the same side from the non-excited atom. For the variant shown on the left on figure 2, the diagrams of singly, two-fold and three-fold excited atoms are shown on fig.3.



Fig.3. Singly, two-fold and three-fold excited protium diagrams

### VII.1.3. Electromagnetic Radiation of Protium Atoms

Electromagnetic radiation of atom occurs at natural frequencies of such atom. The number of natural frequencies of an atom is equal to the number of electrons and antielectrons in the atom. The closer electron or antielectron is to the nucleus, the higher its natural frequency is.

Non-excited protium is static, contains one electron and has one natural frequency  $\omega_{1,0}$ . The first index means the series number, the second one means the number of photons captured. This frequency is basic for series no. 1 (fig.4).

Singly excited atom contains two electrons and one antielectron. That is why it gets additionally two natural frequencies and it emits at frequencies  $\omega_{1,1}$ ,  $\omega_{2,1}$  and  $\omega_{3,1}$ . Captured photon makes the atom accelerate. In this case, ether resists to the motion of all elements of the atom. Since the “motive force” of photon in this atom is directed leftwards, the black electron is located closer to the nucleus than in the non-excited atom. Hence, its corresponding natural frequency:  $\omega_{1,1} > \omega_{1,0}$ . Frequencies  $\omega_{2,1}$  and  $\omega_{3,1}$  correspond to natural frequencies of electron and antielectrons that belong to the first captured dipole. These frequencies are such that  $\omega_{1,1} > \omega_{2,1} > \omega_{3,1}$ . Frequencies  $\omega_{2,1}$  and  $\omega_{3,1}$  are basic for series no. 2 and series no. 3.

Two-fold excited atom contains three electrons and two antielectrons. As a result, it gets additionally two natural frequencies and it emits at frequencies  $\omega_{1,2}$ ,  $\omega_{2,2}$ ,  $\omega_{3,2}$ ,  $\omega_{4,2}$  and  $\omega_{5,2}$ . The two previous electrons and antielectron come closer to proton. Consequently, their corresponding frequencies increase:  $\omega_{1,0} < \omega_{1,1} < \omega_{1,2}$ ,  $\omega_{2,2} > \omega_{2,1}$ ,  $\omega_{3,2} > \omega_{3,1}$ . Two new frequencies satisfy the equations:  $\omega_{5,2} < \omega_{4,2} < \omega_{3,2}$ . Frequencies  $\omega_{5,2}$  and  $\omega_{4,2}$  are basic for series no. 4 and series no. 5.

And so on (on fig.4,  $q$  – is quantity of photons captured by protium).

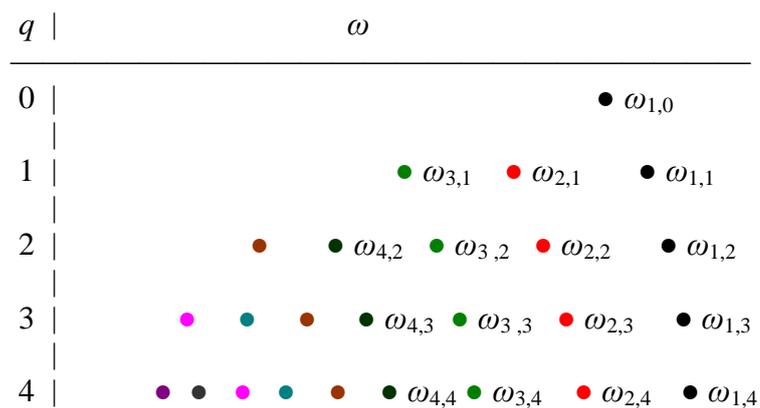


Fig.4

Physics names the first series of this spectrum after those who discovered them: no. 1 is Lyman series (black color), no. 2 is Balmer series (red color), no. 3 is Paschen series (green color), no. 4 is Brackett series (dark green color), and no. 5 is Pfund series (brown color).

Horizontal “slice” of this spectrum gives a clear picture of the frequency spectrum of *single* non-excited and excited protium. Non-excited protium has one frequency  $\omega_{1,0}$  that is a basic

frequency of Lyman series. Singly excited protium has three frequencies:  $\omega_{1,1}$  that is the second frequency of Lyman series shifted upwards, and two frequencies that are basic frequencies of Balmer series ( $\omega_{2,1}$ ) and Paschen series ( $\omega_{3,1}$ ), respectively. Two-fold excited protium has five frequencies:  $\omega_{1,2}$  that is the third frequency of Lyman series shifted upwards, the second shifted frequencies of Balmer series ( $\omega_{2,2}$ ) and Paschen series ( $\omega_{3,2}$ ), and two frequencies that are basic ones in Brackett series and Pfund series. And so on.

The described scheme of frequency spectrum is typical of many protium atoms where all photons are on the same side from proton on which electron is in the non-excited atom. All spectral lines in the frequency spectrum of this protium atom are single, *singlet* in terms of the quantum theory.

The frequency spectrum of many protium atoms where all photons are on another side from proton has the same structure but all points of this spectrum, except for  $\omega_{1,0}$ , are a bit shifted with relation to the first spectrum points. Thus, the general view of the frequency spectrum for a random multitude of protium atoms has the described structure where  $\omega_{1,0}$  is singlet, a single point, while other points are *duplets* (in terms of the quantum theory), very close *pairs* of points.

## VII.2. Electromagnetic Radiation of Other Atoms

The frequency spectrum of protium, even though it has a *relatively* well-defined structure, its structure, however, is not *absolutely* defined. Indeed, only the first three series, i.e. Lyman series, Balmer series and Paschen series, do not cross each other while Paschen series partially crosses Brackett series and Pfund series [2]. Apparently, the higher the series number, the larger the intersection.

The illustrated regularity of the atomic frequency spectrum is only applicable in case with protium and deuterium as their nuclei have only one nucleonic magnetic cluster. The structure of the frequency spectrum of tritium is of the same shape, though tritium nucleus has two magnetic clusters. The point is that magnetic moment vectors of triton parallel with each other and the distance between these vectors is much shorter than distances to atomic electrons of tritium. Due to this, atomic electrons in tritium treat both magnetic clusters of triton as one, single cluster.

### VII.2.1. Electromagnetic Radiation of ${}^4\text{He}$ Atoms

Nuclei of  ${}^4\text{He}$  and nuclei of other heavy elements have  $Z>2$  unparallel, intersecting magnetic clusters (fig.5). Photons that these atoms capture occupy various magnetic clusters in absolutely erratic, random manner. Due to this, the spectral pattern becomes irregular so that spectra of both neutral and ionized atoms are, in general case, extremely complex aggregations [19].

In order to illustrate the specificity of these spectra it is sufficient to examine the spectrum of  ${}^4\text{He}$ . Its nucleus general view is shown on fig.5.

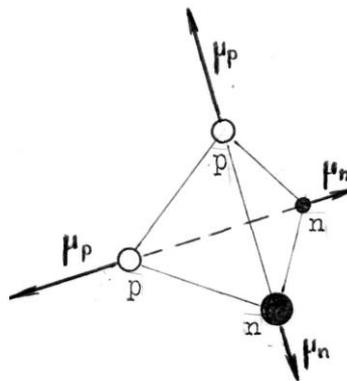


Fig.5. Nucleonic magnetic clusters of  ${}^4\text{He}$

${}^4\text{He}$  atoms conform to all rules of electromagnetic frequency spectrum formation applicable among the overwhelming majority of chemical elements.  ${}^4\text{He}$  atoms demonstrate those rules in the clearest and simplest manner. Those rules, even by the example of  ${}^4\text{He}$ , do not catch the eye on first acquaintance. One should observe their manifestations in order to identify them.

${}^4\text{He}$  nucleus has two magnetic clusters (fig.5), and “electron shell” of non-excited atom has two electrons. These electrons may occupy magnetic clusters in a different manner. Due to this, there may be three different forms of “electron shell”:- *A*, *B* and *C* (fig.6,  $\ominus$  – nucleus  ${}^4\text{He}$ ,  $\bullet$  - electron).



Fig.6. *A*, *B*, *C* forms of  ${}^4\text{He}$

The contemporary physics does not know a possibility or conditions for three  ${}^4\text{He}$  forms, *A*, *B*, *C*. It only knows experimentally measured potentials of ( ${}^4\text{He},A$ ) ionization and experimentally measured spectra of their wave electromagnetic radiation [3]. In addition, TNO found that the *A* form exists in the Earth’s atmosphere while the *C* form is “building elements” of superfluid component of liquid helium.

But this is not all that complicates the structure of ( ${}^4\text{He},A$ ) frequency spectrum. The deformation of the nucleus shape caused by electric repulsion between protons complicates the spectrum even more. This deformation causes the angle between the vectors of the nucleus magnetic clusters to be equal not to  $90^\circ$ , as shown on figures 5 and 6, but  $60^\circ$  or  $120^\circ$ . This was found by TNO by means of the identification procedure that utilizes the structural mathematical model of ( ${}^4\text{He},A$ ) and known experimental data on resonant lengths of electromagnetic waves they emit [3]. Such deformation of nucleus and “play” of magnetic interactions between elements of ( ${}^4\text{He},A$ ) further divides the ( ${}^4\text{He},A$ ) electron shell into variants ( ${}^4\text{He},A_1$ ), ( ${}^4\text{He},A_2$ ), ( ${}^4\text{He},A_3$ ).

The short-wave part of the table containing experimental lengths of spectral lines for neutral ( ${}^4\text{He},A$ ) atoms looks as follows [3]:

$\dots$   
 2652,848  
 2644,802  
 601,4041  
 591,4147  
 584,334  
 537,0296  
 522,2128  
 515,6165  
 512,0982  
 509,9979  
 508,6431  
 507,7178  
 507,0576  
 506,5702  
 506,2000  
 505,9122  
 505,686  
 320,392

This fragment of the table may be presented as four spectral series where bold digits denote expectants of resonant lines of electromagnetic radiation of neutral ( ${}^4He, A$ ) atoms (the right column contains differences between the values of the adjacent spectral lines):

<b>601,4041</b>	
	9,9894
591,414	
	7,0807
584,334	
<b>537,0296</b>	
	14,8168
522,2128	
	6,5963
515,6165	
	3,5183
512,0982	
<b>509,9979</b>	
	2,2801
507,7178	
	1,1476
506,5702	
	0,6580
505,9122	
<b>508,6431</b>	
	1,5855
507,0576	
	0,8576
506,2000	
	0,514
505,686	
<b>320,392</b>	

Because ( ${}^4He, A$ ) atom contains two electrons each separate neutral non-excited ( ${}^4He, A$ ) features two intrinsic frequencies and two corresponding resonant lines. Hence, the presence of bold series in the table of experimental values of spectral lines of neutral ( ${}^4He, A$ ) means that the “electron shell” of that non-excited atom exists at least in two variants.

Quantitative calculations showed that neutral non-excited ( ${}^4He, A$ ) have resonant lines in 601,4Å, 537Å, 510Å, 320,4Å, 170Å and 80Å.

The line in 508,6431Å is not a resonant line of those atoms but obviously belongs to singly excited ( ${}^4He, A$ ) and forms spectral series possible only for excited atoms.

So, let us show how the frequency spectrum of electromagnetic radiation of multiple non-excited and excited atoms of ( ${}^4He, A_1$ ) is formed.

Since protium has only one magnetic cluster, the structure of the frequency spectrum of many non-excited and excited protium atoms is clear and evident, visualized as a scheme on plane  $q, \omega$ , where  $q$  is quantity of captured photons,  $\omega$  is spectrum frequencies (fig.4).

${}^4\text{He}$  nucleus has two nucleonic magnetic clusters  $k_1$  and  $k_2$ . There are no definite rules how to photon would be choosing a particular cluster. Such choice is random. The least probable is a situation when all the captured photons occupy the same cluster. The most probable are situations when photons randomly occupy one or another cluster of the nucleus.

Neutral non-excited atom of ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_1$ ) has two electrons and two natural frequencies  $\omega_1$  and  $\omega_2$  corresponding to electrons on clusters  $k_1$  and  $k_2$ . Here, unlike protium, the ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_1$ ) spectrum scheme cannot be illustrated on a plane.

Full geometric imaging of such scheme is only possible in three-dimensional space  $q, \omega(k_1), \omega(k_2)$ , where  $q$  is quantity of captured photons,  $\omega(k_1)$ ,  $\omega(k_2)$  are spectrum frequencies corresponding to electrons and antielectrons of clusters  $k_1$  and  $k_2$ . For better visualization of this scheme it is better to use coordinate planes  $q, \omega(k_1)$  and  $q, \omega(k_2)$  instead of its three-dimensional image.

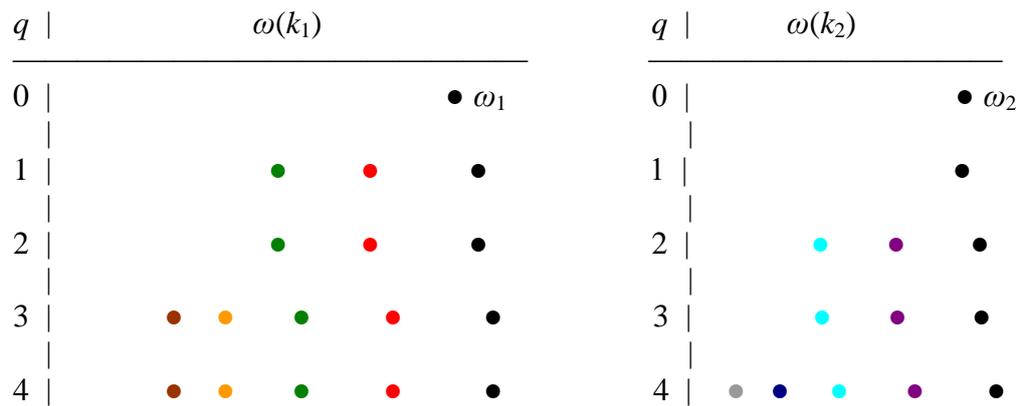


Fig.7

Non-excited atom has two natural frequencies  $\omega_1$  and  $\omega_2$ . If the first photon occupies cluster  $k_1$ , the cluster gets two new microobjects: electron and antielectrons along with two new frequencies in the spectrum. As a result, the first electron is displaced closer to the nucleus, and frequency  $\omega_1$  will increase. In this case, frequency  $\omega_2$  will shift a bit too.

If the second photon occupies cluster  $k_2$ , the cluster gets additional electron and antielectron along with two new frequencies in the spectrum. Frequency  $\omega_2$  will noticeably increase while frequencies on the other plane will also shift but much less.

As far as atom captures new photons, the actions described in the microscenarios above will be repeated in different sequences.

At first sight, there is a big difference between the spectral series of protium illustrated by figure 4 and the spectral series of ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_1$ ) illustrated by figure 7. On figure 4, natural frequencies grow in each series. Figure 7 does not show such a regular growth in frequencies in the spectral lines.

Such specificity of spectral series of protium and helium atoms is attributed to the fact that protium has only one magnetic cluster while helium has two. Each new photon captured by protium occupies the same nucleonic magnetic cluster. Each new photon in the same helium atom occupies one of two magnetic clusters regardless of which cluster the previous photon occupied.

The increase in the frequencies of the helium spectrum that corresponds to cluster  $k_2$  becomes irregular, as shown on figure 7, where the next photon occupies not cluster  $k_2$  but another cluster,  $k_1$ . The frequency series corresponding to cluster  $k_2$  in such case has a slight duplet of frequencies instead of a regular jump of frequencies. If previous photons keep occupying cluster  $k_1$  the duplet will become a triplet, ..., until the next photon occupies cluster  $k_2$  again.

This is how the frequency spectrum of the same atom can have lines that upon a closer view appear to be duplets, triplets, ..., multiplets with any number of spectral line layers.

If every multiplet layering in the same helium spectrum is considered as a singlet, it emerges that spectral lines for this atom occur in the same way as for protium and have a structure close to the one of protium, even though not such regular.

Figure 7 shows only the initial fragment of the ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_1$ ) spectrum and only for the case where photons occupy clusters  $k_1$  and  $k_2$  strictly one by one. In general, photons occupy clusters  $k_1$  and  $k_2$  not in a strict, periodically recurring order but in a chaotic, random order that can be described by the sequence  $\{\chi_i\}$ , where  $\chi_i = k_1$  or  $\chi_i = k_2$ , and  $i=1,2,\dots,q$ . For finite number  $q$  of captured photons, the number of different sequences  $\{\chi_i\}$  is  $2^q$ .

Thus, the general spectrum of the entire aggregation of ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_1$ ) atoms is a sum of an infinite number of spectra corresponding to different infinite sequences  $\{\chi_i\}$ .

The full spectrum of ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}$ ) is a sum of ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_1$ ), ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_2$ ) and ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_3$ ) spectra. This is the ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_1$ ) spectrum formation process. The spectra of ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_2$ ) and ( ${}^4\text{He}, \mathcal{A}_3$ ) are formed in the same manner. They differ from each other, primarily, by natural frequencies of non-excited atoms.

Ionized atoms  ${}^4\text{He}^+$  are commonly called hydrogen-like because they have non-excited  ${}^4\text{He}^+$  with only one electron, like in case with protium. However, the nucleus of  ${}^4\text{He}$ , unlike protium, has two nucleonic and magnetic clusters. In protium, photons occupy the same nucleonic magnetic cluster, whereas in  ${}^4\text{He}^+$  they occupy not one but any of two different magnetic clusters. That is why  ${}^4\text{He}^+$  spectra differ from protium spectra as they are formed according to the same rules as neutral  ${}^4\text{He}$  spectra.

### VII.2.2. Electromagnetic Radiation of ${}^3\text{He}$ Atoms

The contemporary physics does not know that neutral atoms of  ${}^3\text{He}$  do not exist at all in natural earthly conditions and that they can only stably exist at extremely low temperatures. Only ionized hydrogen-like atoms  ${}^3\text{He}^+$  can stably exist in natural earthly conditions and their frequency spectra are much shifted towards higher frequencies relatively to the spectra of  ${}^4\text{He}^+$ .

The quantum theory, because of its neglect of magnetic interactions between microobjects, believes that spectra of  ${}^3\text{He}$  and  ${}^4\text{He}$  differ from each other, just like spectra of hydrogen isotopes, in only insignificant isotopic shifts.

Indeed, things are all different. The  ${}^3\text{He}$  nucleus consists of two protons and one neutron. Formally, it has two nucleonic and magnetic clusters but due to these clusters

being parallel, in terms of atomic electrons and antielectrons located from the nucleus at distances by four orders larger than the nucleus diameter, it has one nucleonic magnetic cluster. The magnetic moment of this merged magnetic field is close to  $2\mu_p$ .

The  ${}^4\text{He}$  nucleus consists of two protons and two neutrons and has two nucleonic magnetic clusters (fig.5). The magnetic moment of each magnetic cluster of the  ${}^4\text{He}$  nucleus is  $\mu({}^4\text{He}) = \mu_p - \mu_n = 0.9997\mu_p$ .

As  $\mu({}^3\text{He})$  is almost two times as great as  $\mu({}^4\text{He})$ , some properties of  ${}^3\text{He}$  differ very much from those of  ${}^4\text{He}$ . First, it should be noted that according to the quantitative analysis both electrons in neutral  ${}^3\text{He}$  may be only at the same side from the nucleus. In addition, since the first ionization potential of such atom is as little as 1.313eV, which the contemporary physics, again, knows not, neutral atoms of  ${}^3\text{He}$  can only exist at extremely low temperatures.

This speaks for the fact that neutral atoms of  ${}^3\text{He}$  cannot exist in natural conditions.

As regards  ${}^3\text{He}^+$ , the distance between its electron and the nucleus is twice larger than in  ${}^4\text{He}^+$ . That is why the ionization potential of  ${}^3\text{He}^+ = 27.198\text{eV}$  is twice as little as the ionization potential

of  ${}^4\text{He}^+ = 54.44\text{eV}$ . Moreover, since all electrons and antielectrons in  ${}^3\text{He}^+$  atoms are twice farther from the nucleus than in  ${}^4\text{He}^+$ , frequencies in the spectrum of  ${}^3\text{He}^+$  are almost thrice lower than the corresponding frequencies in the spectrum of  ${}^4\text{He}^+$ .

Another interesting property of  ${}^3\text{He}^+$  atoms is that the frequency spectrum of these hydrogen-like atoms is topologically similar to the one of protium atoms but approximately by half shifted relatively to the protium spectrum towards higher frequencies.

### VII.2.3. Electromagnetic Radiation of Other Atoms

A specific feature of a random chemical element is charge number  $Z$  that is the number of electrons in a neutral non-excited atom equal to the number of nucleonic magnetic clusters of the nucleus and to the number of protons in the nucleus.

Knowing these properties of atom and knowing the structure of photon one can understand how the structures of the atom electromagnetic radiation frequency spectrum are formed. This formation procedure is similar to the one demonstrated above for spectrum of  ${}^4\text{He}$ .

Each captured photon randomly occupies one of  $Z$  nucleonic magnetic clusters  $k_1, k_2, \dots, k_Z$ . Atom captures photons in the order that can be described by sequence  $\{\chi_i\}$ , where  $i=1, 2, \dots$ , and  $\chi_i$  can be any value of  $(k_1, k_2, \dots, k_Z)$ . For a final value of  $q$ , the number of sequences  $\{\chi_i\}$  is  $Z^q$ .

The problem of atomic frequency spectra formation has two aspects: a purely theoretical aspect that consists in understanding how the entire infinite spectrum of atoms is formed, and the applied aspect.

Practically speaking, it is not of interest to know the structure of the infinite “tail” of spectrum as the most informative is the high frequency part of spectrum.

One of the reasons for this is associated with the fact that “tail” lines of spectrum for higher  $q$  are practically indistinguishable due to their enormous number.

On the other hand, excited atoms are in constant motion at rather high velocities. Due to this, the “lifetime” of excited atoms, and, hence, the maximum possible value of  $q$  significantly depend on the density of microobjects on the way of excited atoms.

For instance, the upper limit of  $q$  in earthly conditions is such that only five spectral lines could be distinguished experimentally in the frequency spectrum of protium: Lyman series, Balmer series, Paschen series, Brackett series, and Pfund series. In addition, all these series are generated by atoms that captured at most two photons.

The “lifetime” of excited atoms in rarified cosmic space exceeds the same in earthly conditions. Therefore, they can capture more photons and accelerate to extraordinarily high velocities and energies.

### VII.3. Electromagnetic Radiation of Atoms and Ether

An essential fact is that **electromagnetic atomic radiation frequencies vary with variation in the ambient ether density.**

It will be recalled that according to TNO, purely wave electromagnetic radiation of atoms is generated by oscillations of electrons and antielectrons contained in the “electron shell”. Frequency properties of this radiation are determined by natural frequencies of the oscillations of atomic electrons and antielectrons. The values of these natural frequencies depend on ether resistance to motion of electrons and antielectrons. Moreover, since ether resistance to motion of electrons and antielectrons depends on its density, the characteristics of electromagnetic atomic radiation depend on the ambient ether density.

This dependence is especially clear in case with protium radiation. A simple mental image of protium implies that an increase in ether density results in a decrease in electron velocity and, thus, leads to a decrease in electron oscillation frequencies. The study of the structural mathematical model of protium behavior gives a formal, quantitative confirmation to this conclusion.

### VIII. About Photons Family

It became possible to understand the photon structure by having recalled the theoretical discovery made by Dirac but consigned to the rubbish bin of physics: there may be electron-like microobjects with “negative” masses [4].

Dirac’s discovery implies that there are four electron-like microobjects: electron  $e_-$  with “positive” mass and “negative” electric charge, positron  $e_+$  with “positive” mass and “positive” electric charge, antielectron  $e_+^+$  with “negative” mass and “positive” electric charge, and antipositron  $e_-^+$  with “negative” mass and “negative” electric charge.

Physicists did not like this idea and right away they rushed to disavow it arguing that there are no experimental hints at microobjects with “negative” mass. Having this declared, they fell on face badly and indecently. The point is that physics widely uses the motion equation for microobject with mass  $m$ , electric charge  $q$ , in the external magnetic field with intensities  $\mathbf{E}$  and  $\mathbf{H}$  of electric and magnetic components [20]:  $d/dt[mv(1-v^2c^{-2})^{-5/2}] = q(\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{v}\mathbf{H}])$ , where  $\mathbf{v}$  – is microobject velocity,  $c$  – is light velocity,  $[\mathbf{v}\mathbf{H}]$  – is operator of the product of vectors  $\mathbf{v}$  and  $\mathbf{H}$ . For  $m=m_e$  and  $q=-e$ , this is an electron motion equation while for  $m=-m_e$  and  $q=+e$ , this is an antielectron motion equation. However, neither the equation nor its solutions change if these two signs are changed at once. This means tracks of electrons and antielectrons are not distinguishable in the contemporary observatory arrangements, they completely coincide, and that physicists in principle are unable to distinguish between the tracks of antielectrons and the tracks of electrons. What fun. After all, this is so trivial. What surprises more should we expect from physicists?

But, as the word is, let them, physicists, ride, they live in their own “reality”. Let us return to the charge. It appears that there is a whole family of different photons. One of them, electron-antielectron dipole  $\vec{d}$ , is described above. There may well be photon self-accelerating positron-antipositron dipole  $\vec{d}^*$ . As sums of electric charges are zero (or close to zero) in each of these dipoles they may be called “chargeless”.

Apart from chargeless, there may, in theory, be photon self-accelerating dipoles with total electric charges equal to  $2e$ . These are electron-antipositron dipole  $\vec{\delta}$  and positron-antielectron dipole  $\vec{\delta}^*$ .

“Chargeless” photon dipoles can be “fast” or “slow”. The study of the behavior of “fast” dipole  $\vec{d}$  showed that its motion happens without electromagnetic radiation if the mass of electron exceeds that one of antielectron. If the mass of antielectron slightly (by  $\delta \sim 10^{-34}$  kg) exceeds the mass of electron, such dipole, while moving, emits electromagnetic waves which frequency has a great sensitivity with relation to  $\delta$  and changes together with  $\delta$  within  $(0.10^{15})\text{s}^{-1}$ .

The “motive force” of “fast” chargeless dipoles is a difference between the forces of magnetic and electric interactions while the “motive force” of charged dipoles is a sum of the interaction forces. Steady motion velocities of both kinds of photons depend on the density of ether on their way. However, velocities of fast chargeless photons are close to  $c$  and those of chargeless are much higher than  $c$ . Microobjects excited by charged photons should be cosmic rays of extremely high energy, capable of shower disintegration reactions.

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. –М.: Наука. 1984.
2. Рэмсен Э.Н. Начала современной химии. –Ленинград: Химия. 1989.
3. Стриганов А.Р., Свинтицкий Н.С. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов. –М.: Атомиздат. 1966.
4. Мотт Н., Снеддон И. Волновая механика и её применения. –М.: Наука. 1966.

Nikolay Nikolaevich Leonov  
E-mail: [NNLeonov@inbox.ru](mailto:NNLeonov@inbox.ru)

Микромир\_43.  
**НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ\_3**

Н.Н.Леонов

Дано описание механизма формирования частотного спектра электромагнитного излучения атомов.

●  
**VII. Механизм формирования  
частотных спектров  
электромагнитного волнового излучения атомов**

Выявление структур невозбужденного и возбужденных атомов показали, что в материальном Мире существуют два вида электромагнитного излучения атомов – чисто волновое и фотонное.

Чисто волновое электромагнитное излучение генерируется колебаниями электронов и антиэлектронов, содержащихся в невозбужденных и в возбужденных атомах. Это излучение обладает дискретным частотным спектром, структура которого полностью определяется структурами множества невозбужденных и возбужденных атомов.

Экспериментальные наблюдения показали, что частотные спектры излучения атомов каждого химического элемента

- являются линейчатыми, с малой, но конечной шириной каждой спектральной линии,
- образуют сериальные структуры в виде сходящихся, при увеличении частоты излучения, последовательностей,
- при внимательном рассмотрении почти каждая спектральная линия оказывается мультиплетной – состоящей из нескольких, почти неразличимых отдельных линий.

ТНК – теория нелинейных колебаний, с наглядностью, демонстрирует, что её математические модели атомов довольно просто объясняют эти свойства атомных частотных спектров. Покажем это на примере атомов протия.

**VII.1. Атом протия**

Частотный спектр протия состоит из частотных спектров невозбужденного атома и возбужденных атомов с различными степенями возбуждения, т.е. с различными количествами захваченных атомами фотонов.

**VII.1. Невозбужденный атом протия**

Простейшим из невозбужденных, является атом протия. Он состоит из одного протона и одного электрона (рис.1, **○** – протон, **●** - электрон, стрелки – векторы магнитных моментов протона и электрона). Этот атом генерирует электромагнитное излучение на



Рис.1. Схема невозбужденного атома протия

одной частоте, отвечающей собственной частоте колебаний электрона относительно протона.

**VII.1.2. Возбужденный атом протия**

Структура возбужденного атома неоднозначна. Благодаря магнитному ориентационному эффекту [1], заставляющему вектор магнитного момента объекта располагаться вдоль линий внешнего магнитного поля, каждый фотонный диполь располагается в атоме на осевой линии одного из магнитных кластеров атома. Так,

однократно возбужденный атом протия может иметь одну из форм, изображенных на рис.2 (● – фотонный электрон, ○ - антиэлектрон).

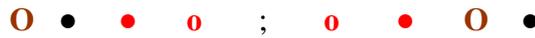


Рис.2. Схемы однократно возбужденного атома протия

В многократно возбужденном атоме протия, все фотоны расположены с одной и той же стороны от невозбужденного атома. Для варианта, изображенного слева на рисунке 2, схемы однократно, двукратно и трехкратно возбужденных атомов приведены на рис.3.



Рис.3. Схемы однократно, двукратно и трехкратно возбужденного атома протия

### VII.1.3. Электромагнитное излучение атомов протия

Электромагнитное излучение атома происходит на собственных частотах атома. Количество собственных частот атома равно количеству электронов и антиэлектронов в атоме. Чем ближе электрон или антиэлектрон к ядру, тем выше его собственная частота.

Невозбужденный атом протия неподвижен, содержит один электрон и обладает одной собственной частотой  $\omega_{1,0}$ . Первый индекс означает номер серии, второй – количество захваченных фотонов. Эта частота является базовой для серии №1 (рис.4).

Однократно возбужденный атом содержит два электрона и один антиэлектрон. Поэтому у него появляются ещё две собственные частоты, и он излучает на частотах  $\omega_{1,1}$ ,  $\omega_{2,1}$  и  $\omega_{3,1}$ . Захваченный атомом фотон заставляет атом разгоняться. При этом, все элементы атома испытывают сопротивление эфира своему движению. Так как «движущая сила» фотона в этом атоме направлена влево, то черный электрон располагается к ядру ближе, чем в невозбужденном атоме. Поэтому отвечающая ему собственная частота  $\omega_{1,1} > \omega_{1,0}$ . Частоты  $\omega_{2,1}$  и  $\omega_{3,1}$  отвечают собственным частотам электрона и антиэлектрона, принадлежащим первому захваченному диполю. Величины этих частот таковы, что  $\omega_{1,1} > \omega_{2,1} > \omega_{3,1}$ . Частоты  $\omega_{2,1}$  и  $\omega_{3,1}$  являются базовыми для серии №2 и для серии №3.

Двукратно возбужденный атом содержит три электрона и два антиэлектрона. В результате этого, у него появляются ещё две новые собственные частоты, и он излучает на частотах  $\omega_{1,2}$ ,  $\omega_{2,2}$ ,  $\omega_{3,2}$ ,  $\omega_{4,2}$  и  $\omega_{5,2}$ . Прежние два электрона и антиэлектрон сдвигаются ближе к протону. Поэтому соответствующие им величины частот увеличиваются:  $\omega_{1,0} < \omega_{1,1} < \omega_{1,2}$ ,  $\omega_{2,2} > \omega_{2,1}$ ,  $\omega_{3,2} > \omega_{3,1}$ . Две новые частоты удовлетворяют неравенствам:  $\omega_{5,2} < \omega_{4,2} < \omega_{3,2}$ . Частоты  $\omega_{5,2}$  и  $\omega_{4,2}$  являются базовыми для серии №4 и для серии №5.

И так далее (на рис.4,  $q$  - количество фотонов, захваченных атомом протия).

$q$	$\omega$
0	● $\omega_{1,0}$
1	● $\omega_{3,1}$ ● $\omega_{2,1}$ ● $\omega_{1,1}$
2	● $\omega_{4,2}$ ● $\omega_{3,2}$ ● $\omega_{2,2}$ ● $\omega_{1,2}$
3	● $\omega_{4,3}$ ● $\omega_{3,3}$ ● $\omega_{2,3}$ ● $\omega_{1,3}$
4	● $\omega_{4,4}$ ● $\omega_{3,4}$ ● $\omega_{2,4}$ ● $\omega_{1,4}$

Рис.4

В физике первым сериям этого спектра присуждены имена открывателей этих серий: №1 – серия Лаймана (черный цвет), №2 – серия Бальмера (красный цвет), №3 – серия Пашена (зелёный цвет), №4 – серия Бреккетта (тёмно-зеленый цвет), №5 – серия Пфунда (коричневый цвет) [2].

Горизонтальный «срез» этого спектра дает четкое представление о частотном спектре *отдельного* невозбужденного и возбужденного атома протия. Невозбужденный атом протия обладает одной частотой  $\omega_{1,0}$  – базовой частотой серии Лаймана. Однократно возбужденный атом протия обладает тремя частотами:  $\omega_{1,1}$  – второй частотой из серии Лаймана, смещенной в сторону увеличения, и двумя частотами, являющимися базовыми частотами серий Бальмера -  $\omega_{2,1}$ , и Пашена -  $\omega_{3,1}$ . Двукратно возбужденный атом протия обладает пятью частотами:  $\omega_{1,2}$  – третьей из серии Лаймана, смещенной в сторону увеличения, вторыми, смещенными частотами из серий Бальмера –  $\omega_{2,2}$ , и Пашена -  $\omega_{3,2}$ , и двумя частотами, являющимися базовыми в сериях Бреккетта и Пфунда. И так далее.

Приведенной схемой частотного спектра обладает множество атомов протия, в которых все фотоны расположены с той стороны от протона, на которой расположен электрон в невозбужденном атоме. В частотном спектре этого атома протия все спектральные линии одинарные – по терминологии квантовой теории – *синглетные*.

Для множества атомов протия, в которых все фотоны расположены с другой стороны от протона, частотный спектр обладает совершенно аналогичной структурой, но все точки этого спектра, кроме  $\omega_{1,0}$ , чуть-чуть сдвинуты относительно точек первого спектра. Так что, общий вид частотного спектра, для произвольного множества атомов протия, обладает приведенной структурой, где  $\omega_{1,0}$  – синглет - одинарная точка, а остальные точки – *дуплеты* (по терминологии квантовой теории) - очень близкие *пары* точек.

## VII.2. Электромагнитное излучение других атомов

Частотный спектр протия, хотя и обладает *относительно* четкой сериальной структурой, но всё же его структура не является *абсолютно* четкой. Действительно, только первые три серии – Лаймана, Бальмера и Пашена не пересекаются между собой, а вот серия Пашена уже частично перекрывается сериями Бреккетта и Пфунда [2]. По-видимому, чем выше номер серии, тем перекрытие больше.

Проиллюстрированная упорядоченность частотного атомного спектра имеет место только для атомов протия и дейтерия, так как ядра этих атомов обладают всего лишь одним нуклонным магнитным кластером. Структура частотного спектра трития имеет такую же форму, хотя у ядра трития существуют два магнитные кластера. Дело в том, что векторы магнитных моментов тритона параллельны друг другу и расстояние между этими векторами намного меньше, чем расстояния до атомных электронов трития. Из-за этого, атомные электроны в тритии воспринимают оба магнитные кластера тритона как один, единственный.

### VII.2.1. Электромагнитное излучение атомов ${}^4\text{He}$

Ядра  ${}^4\text{He}$  и ядра других тяжелых элементов обладают  $Z > 2$  не параллельными, перекрещивающимися магнитными кластерами (рис.5). Фотоны, захватываемые этими атомами, совершенно неупорядоченно, случайным образом, рассаживаются по их различным магнитным кластерам. Из-за этого, упорядоченность спектральной картины

нарушается, так что, спектры и нейтральных, и ионизированных атомов представляют собой, в общем случае, чрезвычайно сложные запутанные множества [3].

Чтобы проиллюстрировать специфику этих спектров, достаточно рассмотреть спектр атомов  ${}^4\text{He}$ . Ядро имеет вид, изображенный на рис.5.

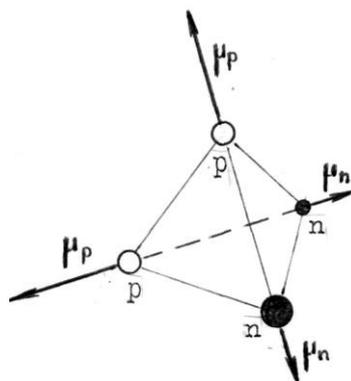


Рис.5. Нуклонные магнитные кластеры ядра  ${}^4\text{He}$

Атомы  ${}^4\text{He}$ , соблюдают все правила формирования электромагнитного частотного спектра, принятые среди подавляющего большинства химических элементов. Атомы  ${}^4\text{He}$  наиболее четко и наиболее просто демонстрируют эти правила. Эти правила, даже на примере  ${}^4\text{He}$ , при первом же знакомстве, в глаза не бросаются. Чтобы их выявить, нужно присмотреться к их проявлениям.

В ядре атома  ${}^4\text{He}$  есть два магнитные кластера (рис.5), а в «электронной оболочке» невозбужденного атома - два электрона. Эти электроны могут по-разному разместиться на магнитных кластерах. Из-за этого, могут существовать три разные формы «электронной оболочки» - *A*, *B* и *C* (рис.6,  $\ominus$  – ядро  ${}^4\text{He}$ ,  $\bullet$  - электрон).



Рис.6. Формы *A*, *B*, *C* атома  ${}^4\text{He}$

Современной физике возможность и условия существования трех форм *A*, *B*, *C* атома  ${}^4\text{He}$  не известны. Известны только экспериментально измеренные потенциалы ионизации атомов ( ${}^4\text{He}, A$ ) и экспериментально измеренные спектры волнового электромагнитного их излучения [3]. Кроме того, ТНК выяснила, что форма *A* существует в условиях земной атмосферы, а форма *C* представляет собой «строительные элементы» сверхтекучей компоненты жидкого гелия.

Но и это еще не всё, что усложняет структуру частотного спектра атома ( ${}^4\text{He}, A$ ). К дополнительному усложнению этого спектра приводит деформация формы ядра, вызываемая электрическим отталкиванием между протонами. Из-за этой деформации, угол между векторами магнитных кластеров ядра оказывается равным не  $90^\circ$ , как на рисунках 5 и 6, а  $60^\circ$  или  $120^\circ$ . Это установлено в ТНК с помощью идентификационной процедуры, использующей структурную математическую модель атома ( ${}^4\text{He}, A$ ) и известные экспериментальные данные о величинах резонансных длин электромагнитных волн, им излучаемых [3]. Такая деформация ядра и «игра» магнитных взаимодействий между элементами атома ( ${}^4\text{He}, A$ ), дополнительно расщепляет форму ( ${}^4\text{He}, A$ ) электронной оболочки атома на варианты ( ${}^4\text{He}, A_1$ ), ( ${}^4\text{He}, A_2$ ), ( ${}^4\text{He}, A_3$ ).

Коротковолновая часть таблицы экспериментальных значений длин спектральных линий для нейтральных атомов ( ${}^4\text{He}, A$ ) имеет следующий вид [3]:

...  
 2652,848  
 2644,802  
 601,4041  
 591,4147  
 584,334  
 537,0296  
 522,2128  
 515,6165  
 512,0982  
 509,9979  
 508,6431  
 507,7178  
 507,0576  
 506,5702  
 506,2000  
 505,9122  
 505,686  
 320,392

Этот фрагмент таблицы можно представить в виде четырех спектральных серий, где жирными цифрами выделены претенденты на резонансные линии электромагнитного излучения нейтральных атомов ( ${}^4\text{He}, A$ ) (в правом столбце помещены разности между величинами соседних спектральных линий):

<b>601,4041</b>	
591,414	9,9894
584,334	7,0807
<b>537,0296</b>	
522,2128	14,8168
515,6165	6,5963
512,0982	3,5183
<b>509,9979</b>	
507,7178	2,2801
507,0576	1,1476
506,5702	0,6580
505,9122	
<b>508,6431</b>	
507,0576	1,5855

	0,8576
506,2000	
	0,514
505,686	
<b>320,392</b>	

Каждый отдельный нейтральный невозбужденный атом ( ${}^4\text{He}, A$ ), из-за наличия в его составе двух электронов, обладает двумя собственными частотами и двумя соответствующими резонансными линиями. Следовательно, наличие выделенных серий в таблице экспериментальных значений спектральных линий нейтрального ( ${}^4\text{He}, A$ ) означает, что «электронная оболочка» этого невозбужденного атома существует не менее, чем в двух разных вариантах.

Количественные расчеты показали, что нейтральные невозбужденные атомы ( ${}^4\text{He}, A$ ) обладают резонансными линиями в  $601,4\text{\AA}$ ,  $537\text{\AA}$ ,  $510\text{\AA}$ ,  $320,4\text{\AA}$ ,  $170\text{\AA}$  и  $80\text{\AA}$ .

Что касается линии в  $508,6431\text{\AA}$ , то она не является резонансной линией этих атомов. Она, по-видимому, принадлежит однократно возбужденному атому ( ${}^4\text{He}, A$ ) и образует спектральную серию, имеющую место только для возбужденных атомов.

Итак, покажем, как формируется частотный спектр электромагнитного излучения множества невозбужденных и возбужденных атомов ( ${}^4\text{He}, A_1$ ).

Так как в атоме протия имеется только один магнитный кластер, то структура частотного спектра множества невозбужденных и возбужденных атомов протия имеет четкий, наглядный характер, визуализированный в виде схемы на плоскости  $q, \omega$ , где  $q$  - количество фотонов, захваченных атомом,  $\omega$  - частоты спектра (рис.4).

В ядре  ${}^4\text{He}$  имеются два нуклонные магнитные кластера  $k_1$  и  $k_2$ . Не существует никаких четких правил выбора фотоном того или другого кластера. Этот выбор происходит по воле случая. Наименее вероятной является ситуация, когда все фотоны, захваченные атомом, садятся на один и тот же кластер. Наиболее вероятными являются ситуации, когда фотоны садятся, в произвольной последовательности, то на один, то на другой кластер ядра.

Нейтральный невозбужденный атом ( ${}^4\text{He}, A_1$ ) обладает двумя электронами и двумя собственными частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , отвечающими электронам на кластерах  $k_1$  и  $k_2$ . Здесь, в отличие от протия, схему спектра атомов ( ${}^4\text{He}, A_1$ ) изобразить на плоскости уже невозможно.

Полное геометрическое изображение этой схемы возможно только в трехмерном пространстве  $q, \omega(k_1), \omega(k_2)$ , где  $q$  - количество фотонов, захваченных атомом,  $\omega(k_1)$ ,  $\omega(k_2)$  - частоты спектра, отвечающие электронам и антиэлектронам кластеров  $k_1$  и  $k_2$ . Для увеличения наглядности этой схемы, вместо её трехмерного изображения, лучше использовать координатные плоскости  $q, \omega(k_1)$  и  $q, \omega(k_2)$ ,

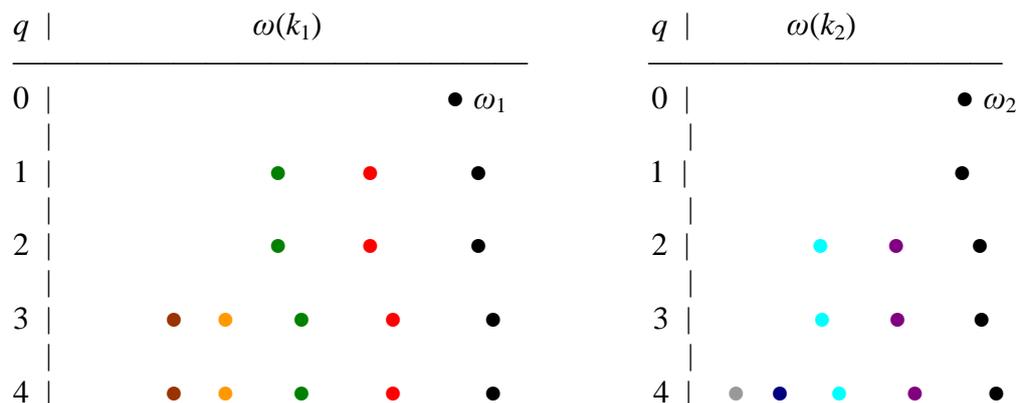


Рис.7

Невозбужденный атом обладает двумя собственными частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Если первый фотон садится на кластер  $k_1$ , то на этом кластере появляются два новых микрообъекта - электрон и антиэлектрон, а вместе с ними в спектре - и две новые частоты. В результате этого, первый электрон сместится ближе к ядру, и частота  $\omega_1$  увеличится. При этом несколько сдвинется и частота  $\omega_2$ .

Если второй фотон сядет на кластер  $k_2$ , то на кластере  $k_2$  появятся дополнительные электрон и антиэлектрон, и в спектре - ещё две новые частоты. Частота  $\omega_2$  заметно увеличится, а частоты на другой плоскости также испытают смещения, но значительно меньшие.

При захвате атомом новых фотонов, будут, в различной последовательности, повторяться действия, описанные в этих двух микросценариях.

На первый взгляд, между спектральными сериями атома протия, проиллюстрированными рисунком 4, и спектральными сериями атомов ( ${}^4\text{He}, A_1$ ), проиллюстрированных на рисунке 7, существует значительная разница. На рисунке 4, в каждой серии наблюдается регулярный рост величин собственных частот. На рисунке 7 такого регулярного роста частот, в спектральных сериях, нет.

Такая специфика спектральных серий, у атомов протия и гелия, объясняется тем, что у атома протия существует только один магнитный кластер, а у атома гелия их два. Каждый новый фотон, захваченный атомом протия, садится на один и тот же нуклонный магнитный кластер. В атоме же гелия, каждый новый фотон садится на один, из двух, магнитный кластер, независимо от того, на какой кластер сел предыдущий фотон

Регулярность роста величин частот в спектре гелия, отвечающего кластеру  $k_2$ , нарушается, согласно рисунку 7, в том случае, когда очередной фотон садится не на кластер  $k_2$ , а на другой кластер -  $k_1$ . В частотной серии, отвечающей кластеру  $k_2$ , в этом случае, вместо регулярного скачка величины частоты, появляется трудноразличимый дуплет частот. Если следующие фотоны продолжают садиться на кластер  $k_1$ , то этот дуплет перерастет в триплет, ..., мультиплет, пока очередной фотон снова не сядет на кластер  $k_2$ .

Так в частотном спектре одного и того же атома гелия могут появляться линии, при внимательном рассмотрении, представляющие собой дуплеты, триплеты, ..., мультиплеты с любым количеством расслоений спектральной линии.

Если каждое мультиплетное расслоение, в спектре одного и того же атома гелия, рассматривать как синглет, то оказывается, что спектральные серии, для этого атома, образуются так же, как и для атома протия и имеют, пусть не такую же регулярную, как у атома протия, но достаточно к ней близкую, структуру.

На рисунке 7 представлен только начальный фрагмент спектра атомов ( ${}^4\text{He}, A_1$ ), да и то только для того случая, когда фотоны садятся строго поочередно на кластеры  $k_1$  и  $k_2$ . В общем случае, фотоны садятся на кластеры  $k_1$  и  $k_2$  не в строгом периодически повторяющемся порядке, а в хаотическом, случайном порядке, который может быть описан последовательностью  $\{\chi_j\}$ , где  $\chi_i = k_1$  или  $\chi_i = k_2$ , а  $i=1, 2, \dots, q$ . Для конечного числа  $q$  фотонов, захваченных атомом, число разных последовательностей  $\{\chi_i\}$  равно  $2^q$ .

Таким образом, общий спектр всего множества атомов ( ${}^4\text{He}, A_1$ ) представляет собой сумму бесконечного числа спектров, отвечающих разным бесконечным последовательностям  $\{\chi_i\}$ .

Полный спектр атомов ( ${}^4\text{He}, A$ ) представляет собой сумму спектров атомов ( ${}^4\text{He}, A_1$ ), ( ${}^4\text{He}, A_2$ ) и ( ${}^4\text{He}, A_3$ ). Процесс формирования спектра атома ( ${}^4\text{He}, A_1$ ) только что представлен Вашему вниманию. Спектры атомов ( ${}^4\text{He}, A_2$ ) и ( ${}^4\text{He}, A_3$ ) формируются точно так же.

Отличаются они друг от друга, прежде всего, величинами собственных частот невозбужденных атомов.

Ионизированные атомы  ${}^4\text{He}^+$  принято называть водородоподобными из-за наличия у невозбужденного атома  ${}^4\text{He}^+$  только одного электрона, как и у протия. Однако, ядро  ${}^4\text{He}$  обладает, в отличие от ядра протия, двумя нуклонными магнитными кластерами. Если в атоме протия фотоны садятся на один и тот же нуклонный магнитный кластер, то в атоме  ${}^4\text{He}^+$  они садятся не на один, а на любой из двух разных магнитных кластеров. Поэтому спектры  ${}^4\text{He}^+$  отличаются от спектров протия, так как формируются они по тем же правилам, что и спектры нейтрального  ${}^4\text{He}$ .

### VII.2.2. Электромагнитное излучение атомов ${}^3\text{He}$

Современной физике не известно, что нейтральные атомы  ${}^3\text{He}$  в естественных земных условиях вообще отсутствуют, что они могут стабильно существовать только при чрезвычайно низких температурах. В естественных земных условиях стабильно существовать могут только ионизированные, водородоподобные атомы  ${}^3\text{He}^+$ , а их частотные спектры очень сильно сдвинуты, в сторону высоких частот, относительно спектров  ${}^4\text{He}^+$ .

В квантовой теории, из-за отказа от учета магнитных взаимодействий между микрообъектами, считается, что спектры  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  отличаются друг от друга, как и спектры изотопов водорода, всего лишь незначительными изотопическими сдвигами.

В действительности, всё обстоит совершенно иначе. Ядро  ${}^3\text{He}$  состоит из двух протонов и одного нейтрона. Формально, оно обладает двумя нуклонными магнитными кластерами, но, из-за параллельности этих кластеров, с точки зрения атомных электронов и антиэлектронов, находящихся на расстояниях от ядра, превышающих диаметр ядра, как минимум, на четыре порядка, оно обладает одним нуклонным магнитным кластером. Величина магнитного момента этого объединенного магнитного поля близка к  $2\mu_p$ .

Ядро  ${}^4\text{He}$  состоит из двух протонов и двух нейтронов и обладает двумя нуклонными магнитными кластерами (рис.5). Величина магнитного момента каждого магнитного кластера ядра  ${}^4\text{He}$  равна  $\mu({}^4\text{He}) = \mu_p - \mu_n = 0,9997\mu_p$ .

Так как  $\mu({}^3\text{He})$  почти вдвое больше, чем  $\mu({}^4\text{He})$ , то некоторые свойства  ${}^3\text{He}$  очень сильно отличаются от свойств  ${}^4\text{He}$ . Прежде всего, нужно подчеркнуть, что, согласно количественному анализу, в нейтральном атоме  ${}^3\text{He}$  оба электрона могут находиться только с одной и той же стороны от ядра. А так как потенциал первой ионизации такого атома равен всего лишь 1,313эВ, что опять же, современной физике не известно, то нейтральные атомы  ${}^3\text{He}$  могут существовать только при чрезвычайно низких температурах.

Это говорит о том, что в естественных условиях нейтральные атомы  ${}^3\text{He}$  существовать не могут.

Что касается атома  ${}^3\text{He}^+$ , то в нём электрон отстоит от ядра в два раза дальше, чем в атоме  ${}^4\text{He}^+$ . Поэтому потенциал ионизации атома  ${}^3\text{He}^+ = 27,198\text{эВ}$  вдвое меньше потенциала ионизации атома  ${}^4\text{He}^+ = 54,44\text{эВ}$ . А так как все электроны и антиэлектроны в атомах  ${}^3\text{He}^+$  отстоят в два раза дальше от ядра, чем в атомах  ${}^4\text{He}^+$ , то в спектре атомов  ${}^3\text{He}^+$  все частоты почти в три раза меньше, чем соответствующие частоты в спектре атомов  ${}^4\text{He}^+$ .

Ещё одно любопытное свойство атомов  ${}^3\text{He}^+$  заключается в том, что частотный спектр этих водородоподобных атомов топологически подобен спектру атомов протия, но примерно в полтора раза сдвинут, относительно спектра протия, в сторону высоких частот.

### VII.2.3. Электромагнитное излучение других атомов

Характерным признаком произвольного химического элемента является зарядовое число  $Z$  – количество электронов в нейтральном невозбужденном атоме, равное количеству нуклонных магнитных кластеров ядра и количеству протонов в ядре.

Знание этих свойств атома и знание структуры фотона позволяют понять, как происходит формирование структуры частотного спектра электромагнитного излучения этого атома. Процедура этого формирования аналогична продемонстрированной выше процедуре формирования спектра атома  ${}^4\text{He}$ .

Каждый фотон, захваченный атомом, садится, случайным образом, на один из  $Z$  нуклонных магнитных кластеров ядра  $k_1, k_2, \dots, k_Z$ . Порядок захвата фотонов атомом может быть описан последовательностью  $\{\chi_i\}$ , где  $i=1, 2, \dots$ , а  $\chi_i$  может принимать любое значение из множества  $(k_1, k_2, \dots, k_Z)$ . Для конечного значения величины  $q$  количество последовательностей  $\{\chi_i\}$  равно  $Z^q$ .

В проблеме формирования частотных спектров атомов существуют два аспекта – чисто теоретический, заключающийся в достижении понимания процесса формирования всего бесконечного спектра атомов, и прикладной.

С практической точки зрения, знание структуры бесконечного «хвоста» спектра интереса не представляет, так как наиболее информативной является высокочастотная часть спектра.

Одна из причин этого связана с тем, что для больших  $q$  «хвостовые» линии спектра, из-за их огромного количества, практически неразличимы.

С другой стороны, возбужденные атомы находятся в постоянном движении с весьма большими скоростями. Из-за этого, «время жизни» возбужденных атомов, а, следовательно, и максимально возможное значение  $q$  существенно зависят от плотности микрообъектов на пути возбужденных атомов.

Так, в земных условиях величина  $q$  настолько ограничена сверху, что в частотном спектре против экспериментально удалось выделить только пять спектральных серий – Лаймана, Бальмера, Пашена, Бреккетта и Пфунда. А все эти серии генерируются атомами, захватившими не более двух фотонов.

В разреженном космическом пространстве «время жизни» возбужденных атомов превышает его значение в земных условиях. Поэтому они могут захватывать большее количество фотонов и разгоняться до необычайно больших скоростей и энергий.

### VII.3. Электромагнитное излучение атомов и эфир

Принципиальное значение имеет тот факт, что **частоты электромагнитного излучения атомов изменяются с изменением плотности окружающего эфира.**

Напомним, что, согласно ТНК, чисто волновое электромагнитное излучение атомов генерируется колебаниями электронов и антиэлектронов, содержащихся в «электронной оболочке» атомов. Частотные свойства этого излучения определяются собственными частотами колебаний атомных электронов и антиэлектронов. Значения этих собственных частот зависят от сопротивления эфира движению электронов и антиэлектронов. А так как сопротивление эфира движению электронов и антиэлектронов зависит от его плотности, то и характеристики электромагнитного излучения атомов зависят от плотности окружающего эфира.

Особенно чётко эта зависимость прослеживается в излучении противя. Простой мысленный образ атома противя говорит о том, что увеличение плотности эфира приводит к уменьшению скорости электрона и, тем самым, приводит к уменьшению частоты

колебаний электрона. Исследования структурной математической модели динамики атома противя дает формальное, количественное подтверждение этого вывода.

### VIII. О семействе фотонов

Достичь понимания структуры фотона удалось, вспомнив сделанное П.Дираком и выброшенное на физическую «свалку», теоретическое открытие возможности существования электроноподобных микрообъектов с «отрицательными» массами [4].

Из открытия Дирака следует, что существуют четыре электроноподобные микрообъекта: электрон  $e_+^-$  с «положительной» массой и «отрицательным» электрическим зарядом, позитрон  $e_+^+$  с «положительной» массой и с «положительным» зарядом, антиэлектрон  $e_-^+$  с «отрицательной» массой и «положительным» зарядом, антипозитрон  $e_-^-$  с «отрицательной» массой и «отрицательным» зарядом.

Физикам эта идея не понравилась, и они сразу же бросились её дезавуировать, заявив, что отсутствуют какие-либо экспериментальные намеки на существование микрообъектов с «отрицательной» массой. Заявив это, они очень сильно и неприлично оскандалились. Дело в том, что в физике широко используется уравнение движения микрообъекта массы  $m$ , имеющего электрический заряд  $q$ , во внешнем электромагнитном поле с напряженностями  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  электрической и магнитной компонент [4]:  $d/dt[mv(1-v^2c^{-2})^{-0.5}] = q(\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{v}\mathbf{H}])$ , где  $\mathbf{v}$  – скорость микрообъекта,  $c$  – скорость света,  $[\mathbf{v}\mathbf{H}]$  – оператор векторного произведения векторов  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$ . Для  $m=m_e$  и  $q=-e$ , это - уравнение движения электрона, а для  $m=-m_e$  и  $q=+e$ , - антиэлектрона. Но, от одновременной перемены этих двух знаков, ни само уравнение, ни его решения, не изменятся. Это означает, что в современных наблюдательных установках треки электронов и антиэлектронов неразличимы, полностью совпадают, и что физики принципиально неспособны отличить треки антиэлектронов от треков электронов. Как забавно. А ведь это так тривиально. Каких же ещё сюрпризов ждать от физиков?

А теперь, как говорится, бог с ними, с физиками, они живут в своей «реальности». Вернемся к делу. Оказывается, существует целое семейство разных фотонов. Об одном из них – электрон-антиэлектронном диполе  $\vec{d}$  рассказано выше. Ничто не мешает существованию и фотонного саморазгоняющегося позитрон-антипозитронного диполя  $\vec{d}^*$ . Так как в каждом из этих диполей суммы электрических зарядов равны (или близки) нулю. то их можно назвать «беззарядовыми».

Кроме беззарядовых, теоретически возможно существование фотонных саморазгоняющихся диполей с суммарными электрическими зарядами величины  $2e$ . Это – электрон-антипозитронный диполь  $\vec{d}$  и позитрон-антиэлектронный диполь  $\vec{d}^*$ .

«Беззарядовые» фотонные диполи могут быть как «быстрыми», так и «медленными». Исследования динамики «быстрого» диполя  $\vec{d}$  обнаружило, что его движение происходит без электромагнитного излучения, если масса электрона превосходит величину массы антиэлектрона. Если же величина массы антиэлектрона незначительно (на величину  $\delta \sim 10^{-34}$  кг) превышает массу электрона. то этот диполь, во время своего движения, излучает электромагнитные волны, частота которых обладает громадной чувствительностью по отношению к величине  $\delta$ , изменяясь вместе с  $\delta$  в интервале  $(0, 10^{15})c^{-1}$ .

Величина «движущей силы быстрых беззарядовых диполей равна разности сил магнитного и электрического взаимодействий, а величина «движущей силы» зарядовых диполей равна сумме сил этих взаимодействий. Скорости установившегося движения обоих видов фотонов зависят от плотности эфира на их пути. При этом, скорости быстрых беззарядовых фотонов, близки к  $c$ , а беззарядовых значительно больше, чем  $c$ . Микрообъекты, возбужденные зарядовыми фотонами, должны представлять собой

космические лучи чрезвычайно большой энергии, способные на ливневые распадные реакции.