

Перевод и анализ статьи Эри Бринйолфссона "Красное смещение фотонов, пронизывающих горячую плазму"

Александр Чепик, redshift0@narod.ru

2011.07.27 - 2012.01.11

Здесь переведены все разделы статьи Эри Бринйолфссона "Красное смещение фотонов, пронизывающих горячую плазму", <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0401420v3>, кроме некоторой части раздела 5 и Приложений.

Можете присылать свои соображения по переводу и по смыслу статьи.
Давайте вместе разбираться с этой статьей. Вот список замечаний к статье.

All short remarks	Весь список кратких замечаний
1. There can not be a difference in interacting of the Sun with photons, emitted by the Sun and emitted by other sources. 4	1. Не может быть отличия во взаимодействии Солнца с фотонами – испущенными Солнцем, и испущенными другими источниками. 4
2. The deductions gained in this paper are very essential, but are made in conditions, in which GR does not work 4	2. Полученные в этой статье выводы весьма существенны, но сделаны в условиях, в которых ОТО не работает 4
3. All aforementioned scatterings have the scattering diagramme, that is, practically always they deflect the beam of light from the initial direction. 6	3. Упомянутые рассеяния имеют диаграмму рассеяния, то есть, практически всегда они отклоняют свет от своего первоначального направления. 6
4. Absolutely other interacting (not viewed before) of photons with the fundamental particles of plasma is offered by Author. 7	4. Автором предложено совершенно другое взаимодействие фотонов с элементарными частицами плазмы, не рассматриваемое до того. 7
5. Any deductions of one theory cannot influence deductions of any other theory. 10	5. Любые выводы одной теории не могут влиять на выводы какой-либо другой теории. 10
6. It is obvious that such representation of a photon cannot be physical as transiting of such quantum through disperse medium will divide it into huge quantity of parts. 11	6. Очевидно, что такое представление фотона не может быть физическим, так как прохождение такого фотона сквозь дисперсионную среду разобьёт его на огромное число частей. 11
7. From the Eq. (3) at distance x it is absolutely impossible to gain a photon energy loss on 1 sm, as the energy loss of a photon leads to gradual decrease of a photon's frequency, that is, to dependence $\omega(x)$, but in decomposition of Fourier a frequency ω does not depend on x . 12	7. Из уравнения (3) на расстоянии x принципиально нельзя получить потери энергии фотона на 1 см, поскольку потеря энергии фотоном приводит к постепенному уменьшению частоты фотона, то есть, к зависимости $\omega(x)$, а в разложении Фурье ω не зависит от x . 12
8. So, the Author offers the following model of mechanism of tired light: 17	8. Итак, Автор предлагает следующую модель механизма старения света: 17
9. Here redshift in plasma depends on frequency. 30	9. Здесь красное смещение света в плазме зависит от частоты. 30
10. It is obvious that density of these clouds, been formed in intergalactic space, is much above density of intergalactic plasma around. 38	10. Очевидно, что плотность этих облаков, сформировавшихся в межгалактическом пространстве, гораздо выше плотности окружающей межгалактической плазмы. 38
11. Velocities of moving of stars in a galaxy, visible to us at an angle, have a symmetrical distribution concerning a direction onto galaxy centre. 41	11. Скорости движения звезд в галактике, видимой нами под углом, имеют симметричное распределение относительно направления на центр галактики. 41

<p>12. As energy of each photon less in $1+z$ times on receiver than on source, then reduction in bolometric light intensity (caused by the plasma redshift) equals $1+z$. 45</p> <p>13. To compensate the discrepancy, mentioned above, in theory BB with the observation data, Perlmutter has introduced concept of the accelerated expansion of space of the Universe. 56</p> <p>14. No data can confirm or support the theory. 59</p> <p>15. In 1996 Fixen gave an estimate $T_{CMB} = 2.728 \pm 0.004$ K. 60</p> <p>16. These estimation of additional masses around the galaxies and galaxy clusters demands revising to match to observable differences of star's redshifts in the left and right parts of cross-sections of galaxies. 69</p> <p>17. Possibly that in PRS-theory a curvature of space on a small scale is absent, too. 74</p> <p>18. It is necessary to eliminate at first an inconsistency between TGR and KM (Einstein-Podolsky-Rozen paradox, etc.), and only after this it would be possible to modify quantum mechanically the theory of general relativity. 76</p> <p>19. As "the father of black holes" S. Hoking has shown, black holes do not exist. However the mechanism of restoration of a matter is possible and necessary. 76</p> <p>20. The microparticle by definition cannot have a length of 270 m, hence, dispute between wave and corpuscular theories of light is terminated in favour of the first one. 85</p> <p>21. The incident matter does not hit into a black hole. 97</p> <p>22. Unfortunately, a formula of color dispersion - dependence of a velocity of light from frequency of light in intergalactic plasma is missed in this article. 99</p>	<p>12. Поскольку энергия каждого фотона на приемнике меньше в $(1+z)$ раз по сравнению с энергией фотонов у источника, то сила света уменьшается в $(1+z)$ раз. 45</p> <p>13. Чтобы компенсировать указанное выше несоответствие в теории БВ с наблюдательными данными, Перлмуттер ввёл понятие ускоренного расширения пространства Вселенной. 56</p> <p>14. Никакие данные не могут подтвердить или поддержать теорию. 59</p> <p>15. Фиксен в 1996г. дал оценку $T_{CMB} = 2.728 \pm 0.004$ К. 60</p> <p>16. Оценка дополнительной массы в окружении галактик требует пересмотра, чтобы соответствовать наблюдаемым разностям красных смещений звезд в левой и правой частях поперечных сечениях галактик. 69</p> <p>17. Возможно, что и в мелком масштабе кривизна пространства отсутствует в теории ПКС 74</p> <p>18. Для того, чтобы можно было бы квантово-механически модифицировать общую теорию относительности, необходимо сначала устранить противоречие ОТО и КМ (парадокс Эйнштейна-Розена-Подольского и др.). 76</p> <p>19. Как показал "отец черных дыр" С. Хокинг, черных дыр не существует. Однако механизм восстановления материи возможен и необходим. 76</p> <p>20. У микрочастицы по определению не может быть длина 270 м, следовательно, спор между волновой и корпускулярной теориями света завершается в пользу первой. 85</p> <p>21. Падающая материя не попадает внутрь черной дыры. 97</p> <p>22. К сожалению, в статье отсутствует оценка дисперсии - частотной зависимости скорости света в межгалактической плазме. 99</p>
---	---

Перевод и анализ статьи.

Redshift of photons penetrating a hot plasma	Красное смещение фотонов, пронизывающих горячую плазму
Ari Brynjolfsson aribrynjolfsson@comcast.net	Эри Бринйолфссон aribrynjolfsson@comcast.net
Applied Radiation Industries, 7 Bridle	Applied Radiation Industries, 7 Bridle Path,

Path, Wayland, MA 01778, USA	Wayland, MA 01778, USA
arXiv:astro-ph/0401420v3 7 Oct 2005 http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0401420v3	arXiv:astro-ph/0401420v3 7 Oct 2005 http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0401420v3
<i>Abstract</i>	<i>Аннотация</i>
<p>A new interaction, plasma redshift, is derived, which is important only when photons penetrate a hot, sparse electron plasma. The derivation of plasma redshift is based entirely on conventional axioms of physics, without any new assumptions. The calculations are only more exact than those usually found in the literature. When photons penetrate a cold and dense electron plasma, they lose energy through ionization and excitation, through Compton scattering on the individual electrons, and through Raman scattering on the plasma frequency. But when the plasma is very hot and has low density, such as in the solar corona, the photons lose energy also in plasma redshift, which is an interaction with the electron plasma. The energy loss of a photon per electron in the plasma redshift is about equal to the product of the photon's energy and one half of the Compton cross-section per electron. This energy loss (plasma redshift of the photons) consists of very small quanta, which are absorbed by the plasma and cause a significant heating. In quiescent solar corona, this heating starts in the transition zone to the solar corona and is a major fraction of the coronal heating. Plasma redshift contributes also to the heating of the interstellar plasma, the galactic corona, and the intergalactic plasma. Plasma redshift explains the solar redshifts, the redshifts of the galactic corona, the cosmological redshifts, the cosmic microwave background, and the X-ray background. The plasma redshift explains the observed magnitude-redshift relation for supernovae SNe Ia without the big bang, dark matter, or dark energy. There is no cosmic time dilation. The universe is not expanding. The plasma redshift, when compared with experiments, shows that the photons' classical</p>	<p>Выведено новое взаимодействие, плазменное красное смещение (ПКС), которое действует только когда фотоны проходят через редкую горячую электронную плазму. Образование плазменного красного смещения базируется полностью на обычных аксиомах физики, без любых новых предположений. Вычисления только более точны, чем обычно находимые в литературе. Когда фотоны проходят через холодную и плотную электронную плазму, они теряют энергию через ионизацию и возбуждение, через Комптоновское рассеяние на свободных электронах, и через рассеяние Рамана на частоте плазмы. Но когда плазма очень горяча и имеет низкую плотность, такую как в солнечной короне, фотоны теряют энергию также в плазменном красном смещении, которое является взаимодействием с электронной плазмой. Потери энергии фотона на одном электроны в плазменном красном смещении примерно равны произведению энергии фотона и половины Комптонового сечения на электроны. Это потери энергии (плазменное красное смещение фотонов) состоят из очень маленьких квантов, которые поглощаются плазмой и приводят к значительному её нагреванию. В находящейся в покое солнечной короне это нагревание начинается в переходной зоне к солнечной короне и составляет большую долю коронального тепла. Плазменное красное смещение способствует также нагреванию межзвездной плазмы, галактической короны, и межгалактической плазмы. Плазменное красное смещение объясняет солнечное красное смещение, красное смещение галактической короны, космологическое красное смещение, космический микроволновой фон и рентгеновский фон. Плазменное красное смещение объясняет наблюдаемое соотношение звёздная величина-красное смещение для Сверхновых SN Ia – без большого взрыва (БВ), темной материи или темной энергии. Нет никакого космологического растяжения</p>

<p>gravitational redshifts are reversed as the photons move from the Sun to the Earth. This is a quantum mechanical effect. As seen from the Earth, a repulsion force acts on the photons. This means that there is no need for Einstein's Lambda term. The universe is quasi-static, infinite, everlasting and can renew itself forever. All these findings thus lead to fundamental changes in the theory of general relativity and in our cosmological perspective.</p>	<p>времени. Вселенная не расширяется. Плазменное красное смещение, при сравнении с экспериментами, показывает, что классические гравитационные красные смещения фотонов обратны, по мере движения фотонов от Солнца к Земле. Это – квантово-механическое явление. Как видно с Земли, на фотоны действует сила отталкивания. Это означает, что нет никакой необходимости в Лямбда-члене Эйнштейна. Вселенная является квазистатической, бесконечной, безграничной и может обновлять себя вечно. Все эти результаты, таким образом, приводят к коренным изменениям в общей теории относительности и в нашей космологической точке зрения.</p>
<p>1. There can not be a difference in interacting of the Sun with photons, emitted by the Sun and emitted by other sources.</p> <p>From the Earth we do not see that the Sun repels photons. On the contrary, we observe a diversion towards the Sun of rays of light which transit near to the Sun. If there is repulsion, then there are not any gravitational lenses, that is. Einstein's Cross would not be observed. It is possible to explain observable blue shift of photons without involvement of mysterious repulsive forces, but simply by greater rate of a time at points with a greater gravitational potential as it is directly seen on sputniks of the Earth.</p>	<p>1. Не может быть отличия во взаимодействии Солнца с фотонами – испущенными Солнцем, и испущенными другими источниками.</p> <p>С Земли мы не видим, что Солнце отталкивает фотоны. Наоборот, мы наблюдаем отклонение в сторону Солнца лучей света, которые проходят вблизи Солнца. Если есть отталкивание фотонов, то тогда не должно быть гравитационных линз, то есть, не наблюдался бы Крест Эйнштейна. Наблюдаемое синее смещение фотонов при их движении от Солнца к Земле можно объяснить без привлечения загадочных сил отталкивания, а просто увеличением темпа времени в точках с большим гравитационным потенциалом, как это непосредственно зафиксировано на искусственных спутниках Земли.</p>
<p>2. The deductions gained in this paper are very essential, but are made in conditions, in which GR does not work (in particular, not extended space), therefore these lead not to modification GR, but to the proposition of replacement GR.</p>	<p>2. Полученные в этой статье выводы весьма существенны, но сделаны в условиях, в которых ОТО не работает (в частности, нерасширяющееся пространство), поэтому эти выводы приводят не к модификации ОТО, а к предложению замены ОТО.</p>
<p>Keywords: Plasma, redshift, heating of solar corona, solar redshift, gravitational redshift, galactic corona, intergalactic matter, cosmological redshift, cosmic microwave background, cosmic X rays.</p>	<p>Ключевые слова: Плазма, красное смещение, нагревание солнечной короны, солнечное красное смещение, гравитационное красное смещение, галактическая корона, межгалактическая материя, космологическое красное смещение, космический микроволновый фон, космические X-лучи.</p>
<p>PACS: 52.25.0s, 52.40.-w, 97.10.Ex,</p>	<p>PACS: 52.25.0s, 52.40.-w, 97.10.Ex, 04.60.-m,</p>

04.60.-m, 98.80.Es, 98.70.Vc	98.80.Es, 98.70.Vc
Contents	Содержание
<p>1. Introduction 5</p> <p>2. Energy loss of photons as they penetrate a plasma 10</p> <p>3. Damping factor (β) and the cut-off wavelength for plasma redshift 15</p> <p> 3.1. Semi-classical treatment of the collision damping 15</p> <p> 3.2. The plasma electron as a harmonic oscillator 18</p> <p> 3.3. Photon width 23</p> <p>4. Effect of magnetic fields 25</p> <p>5. Comparing plasma-redshift theory with experiments 29</p> <p> 5.1. Transition zone to solar corona and the region of spicules 29</p> <p> 5.2. Solar corona 37</p> <p> 5.3. Solar wind 37</p> <p> 5.4. Far-reaching solar streamers 37</p> <p> 5.5. Solar flares 37</p> <p> 5.6. Plasma redshift of spectral lines and gravitational redshift 38</p> <p> 5.7. Galactic corona 38</p> <p> 5.8. Cosmological redshift 43</p> <p> 5.9. Time dilation and large cosmological redshifts 51</p> <p> 5.10. Cosmic microwave background radiation 60</p> <p> 5.11. X-ray intensity from intergalactic plasma 67</p> <p> 5.12. Mass density of the plasma in intergalactic space 68</p> <p>6. Weightlessness of photons 74</p> <p>7. Possible future experiments 82</p> <p> 7.1. Tests for confirming the plasma redshift 83</p> <p> 7.2. The gravitational redshift 84</p> <p>8. Summary and conclusions 89</p> <p>Appendix A 100</p>	<p>1. Введение 5</p> <p>2. Потеря энергии фотонов при их прохождении через плазму 10</p> <p>3. Декремент затухания β и пороговая длина волны для плазменного красного смещения 15</p> <p> 3.1. Полуклассическое рассмотрение ударного затухания 15</p> <p> 3.2. Плазменный электрон как гармонический осциллятор 18</p> <p> 3.3. Ширина фотона 23</p> <p>4. Эффект магнитных полей 25</p> <p>5. Сравнение теории плазменного красного смещения с экспериментами 29</p> <p> 5.1. Переходная зона к солнечной короне и область спикул 29</p> <p> 5.2. Солнечная корона 37</p> <p> 5.3. Солнечный ветер 37</p> <p> 5.4. Далеко идущие солнечные потоки 37</p> <p> 5.5. Солнечные вспышки 37</p> <p> 5.6. Плазменное красное смещение спектральных линий и гравитационное красное смещение 38</p> <p> 5.7. Галактическая корона 38</p> <p> 5.8. Космологическое красное смещение 43</p> <p> 5.9. Растяжение времени и большие космологические красные смещения 51</p> <p> 5.10. Космическое микроволновое фоновое излучение 60</p> <p> 5.11. Интенсивность излучения межгалактической плазмы в рентгеновском диапазоне 67</p> <p> 5.12. Массовая плотность плазмы в межгалактическом пространстве 68</p> <p>6. Невесомость фотонов 74</p> <p>7. Возможные будущие эксперименты 82</p> <p> 7.1. Испытания для подтверждения плазменного красного смещения 83</p> <p> 7.2. Гравитационное красное смещение 84</p> <p>8. Резюме и заключения 89</p> <p>Приложение А 100</p>
1. Introduction	1. Введение
<p>Compton scattering consists of scattering of one incident photon on one electron, and it results in only one out-going photon. The cross section is about $\Phi_C=6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$. Only a very small amount of recoil energy is transferred to the electron. The</p>	<p>Комптоновское рассеяние состоит в рассеянии одного падающего фотона на одном электроне, и в результате имеется только один выходящий фотон. Поперечное сечение примерно $\Phi_C=6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$. Только очень небольшое количество энергии отдачи передаётся</p>

<p>'double Compton scattering' consists of one incident photon scattered on one electron and results in two out-going photons. The cross section is very small, or about $\Phi_C/137$. The 'multiple Compton scattering' is also very small and consists of one incident photon scattered on one electron and results in multiple (three or more) outgoing photons. Both double and multiple Compton scattering cross sections are quantum mechanical effects and could not be deduced in classical physics. Coherent scattering on the electrons of atoms is usually called Rayleigh scattering when the initial and final states of the electrons are the same. But if the initial and final electronic states differ, the corresponding incoherent scattering is often called either Raman scattering or Stokes scattering. All these processes are well known, and not a subject of this article. When the photons scatter on the plasma electrons in thermal equilibrium, the redshifts produced by these processes are small and usually insignificant.</p>	<p>электрону. "Двойное Комптоновское рассеяние" состоит в рассеивании одного падающего фотона на одном электроне, и в результате имеется два выходящих фотона. Поперечное сечение является очень небольшим, примерно $\Phi_C/137$. "Множественное Комптоновское рассеяние" состоит в рассеянии одного падающего фотона на одном электроне, и в результате имеется множество (три или больше) выходящих фотонов. И двойные и множественные поперечные сечения Комптоновского рассеяния - явления квантовой механики и не могут быть выведены в классической физике. Когерентное рассеяние на электронах атомов обычно называют Рэлеевским рассеянием, когда исходные и конечные состояния электронов совпадают. Но если начальные и конечные электронные состояния отличаются, соответствующее некогерентное рассеяние часто называют или рассеянием Рамана, или рассеянием Стокса. Все эти процессы хорошо известны, и не являются предметом этой статьи. Когда фотоны рассеиваются на электронах плазмы, находящейся в тепловом равновесии, красные смещения, произведенные этими процессами, являются небольшими и обычно незначительными.</p>
3	3
<p>3. All aforementioned scatterings have the scattering diagramme, that is, practically always they deflect the beam of light from the initial direction. Owing to this property they cannot explain even the fact of observation by us of far objects, and consequently they are not capable to explain a cosmological redshift of all radiation received by us from far object.</p>	<p>3. Упомянутые рассеяния имеют диаграмму рассеяния, то есть, практически всегда они отклоняют свет от своего первоначального направления. В силу этого свойства они не могут объяснять даже сам факт наблюдения нами далёких объектов, и поэтому они не способны объяснить космологическое красное смещение всего излучения, принимаемого нами от далёкого объекта.</p>
<p>If the scattering electron moves relative to the observer, we get a Doppler shift, but that does not change the nature of the interactions.</p>	<p>Если рассеивающий электрон движется относительно наблюдателя, мы получаем Допплеровское смещение, но это не изменяет природу взаимодействий.</p>
<p>The plasma-redshift theory, that is deduced in this article distinguishes itself from all the processes mentioned above. It is about the interaction of one incident photon with a great many electrons in the plasma. The theory for this scattering has never been</p>	<p>Теория плазменного красного смещения (ПКС), которая выведена в этой статье, отличается от всех упомянутых выше процессов. Это примерно взаимодействие одного падающего фотона с очень многими электронами в плазме. Раньше с теорией для такого рассеяния никогда</p>

<p>dealt with before. The plasma redshift is related to 'double Compton scattering' and 'multiple Compton scattering', but it distinguishes itself from these processes, because it is a new multiple scattering process on a great many electrons (not only one electron, as in double and multiple Compton scattering). Although incoherent, it is not related to Raman scattering, or incoherent scattering on the plasma frequency. The plasma redshift can usually be deduced using classical physics methods, but it requires quantum mechanics to derive the relevant damping. If classical physics damping were used, the cross section would be zero.</p>	<p>не имели дело. Плазменное красное смещение связывают с "двойным и множественным Комптоновским рассеянием", но оно отличается от этих процессов, потому что это - новый процесс множественного рассеяния на очень большом числе электронов (не на единственном электроне, как в двойном и множественном Комптоновском рассеянии). Будучи некогерентным, оно не связано с рассеянием Рамана, или некогерентным рассеянием на частоте плазмы. Плазменное красное смещение может обычно выводиться, используя классические методы физики, но для вывода соответствующего декремента затухания требуется квантовая механика. Если бы использовался декремент затухания классической физики, то поперечное сечение было бы нулевым.</p>
<p>4. Absolutely other interacting (not viewed before) of photons with the fundamental particles of plasma is offered by Author.</p> <p>How the photon can interact with all charges of plasma at PRS? Really - only through an electromagnetic field. Therefore, actually Author speaks about interacting of photons with a plasma's EM-field, however not only electrons form this EM-field, but all components of plasma. It is possible this calculation will lower the demand to density of electrons.</p> <p>Whether there is such interacting? Certainly. We observe an example of such interacting for light reflected from boundary of two mediums.</p>	<p>4. Автором предложено совершенно другое взаимодействие фотонов с элементарными частицами плазмы, не рассматриваемое до того.</p> <p>Как может фотон непосредственно взаимодействовать со всеми фотонами плазмы? Реально – никак. Поэтому, фактически Автор говорит о взаимодействии фотонов с электромагнитным полем плазмы, однако поле плазмы образуют не только электроны, но все её комплненты. Возможно, учет вклада этих компонент даст снижение вычисленной концентрации электронов.</p> <p>Существует ли такое взаимодействие? Конечно. Пример такого взаимодействия мы наблюдаем при отражении света от границы сред.</p>
<p>In Compton scattering, an incident photon with wavelength of 500 nm transfers energy of about $1.6 \cdot 10^{-30} h\nu$ to the plasma per electron. The corresponding energy transferred to the plasma in the plasma redshift is about 200,000 times larger, or $3.3 \cdot 10^{-25} h\nu$ per electron. Compared with heating by Compton scattering, the heating by plasma redshift is very large and important for explaining the heating of the solar corona, the corona of galaxies and the intergalactic plasma. This interaction is very important, although it has been</p>	<p>В Комптоновском рассеянии, падающий фотон с длиной волны порядка 500 нм энергии отдаёт плазме примерно $1.6 \cdot 10^{-30} h\nu$ в расчете на один электрон. Соответствующая энергия, отдаваемая плазме в плазменном красном смещении, приблизительно в 200 000 раз больше, или $3.3 \cdot 10^{-25} h\nu$ на электрон. По сравнению с нагреванием Комптоновским рассеянием нагревание плазменным красным смещением является очень большим и важным для объяснения нагревания солнечной короны, короны галактик и межгалактической плазмы. Это взаимодействие очень важно, хотя в</p>

overlooked in the past.	прошлом оно было пропущено.
<p>Heitler (see, in particular, sections 23 and 33 of [1]) estimated that when one of the photons emitted in 'double Compton scattering' (or 'multiple Compton scattering') is far in the infrared, the cross section becomes large and approaches infinity as infrared photon energy approaches zero. When higher order effects are taken into account, Heitler found the integrated cross section to be finite. Gould [2] has made refined calculations with essentially the same result. The results of both Heitler and Gould are based on the incorrect assumption that the photon interacts with only one electron. However, when one of the outgoing infrared photons is far in the infrared, the interaction in a hot, sparse plasma involves always many electrons. Collective effects are then very important and make this cross section much larger and significant in hot, sparse plasmas, such as those in the coronas of stars, while it is usually insignificant in cold, dense laboratory plasmas and in the denser and colder chromospheres of stars.</p>	<p>Гейтлер (Хайтлер (Heitler)) (см., в частности, части 23 и 33 из [1]) установил, что, когда один из фотонов, испускаемых в "двойном Комптоновском рассеянии" (или "множественном Комптоновском рассеянии") существенно инфракрасный, поперечное сечение становится большим и стремится к бесконечности при приближении энергии инфракрасного фотона к нулю. Когда явления более высоких порядков были приняты во внимание, Гейтлер нашёл, что интегральное поперечное сечение становилось конечным. Гулд (Gould) [2] сделал усовершенствованные вычисления, по существу с тем же самым результатом. Результаты и Гейтлера и Гулда основаны на неправильном предположении, что фотон взаимодействует только с одним электроном. Однако, когда один из выходящих фотонов сильно инфракрасный, взаимодействие в редкой, горячей плазме всегда вовлекает много электронов. В таких случаях коллективные эффекты очень важны и делают это поперечное сечение намного большим и существенным в редкой, горячей плазме, подобно плазме в короне звёзд, в то время как они обычно незначительны в холодной, плотной лабораторной плазме и в более плотных и более холодных хромосферах звёзд.</p>
<p>We should realize that the solution of the infrared problem by Heitler and Gould in case of a sparse hot plasma is incorrect, because they assumed that in the infrared limit the double and multiple Compton scattering involves only one electron. That never happens in a hot sparse plasma, when the emitted and absorbed photons are very soft. In this case the interaction always involves great many electrons, even in the sparsest plasma of intergalactic space. Their assumed cross section must then be replaced by plasma-redshift cross section, which is deduced in this paper.</p>	<p>Мы должны понять, что решение инфракрасной задачи Гейтлером и Гулдом в случае редкой горячей плазмы является неправильным, потому что они предполагали, что в пределе инфракрасного излучения двойное и множественное Комптоновское рассеяние вовлекает только один электрон. Этого никогда не случается в редкой горячей плазме, когда испускаемые и поглощенные фотоны очень мягкие. В этом случае взаимодействие всегда вовлекает очень много электронов, даже в самой редкой плазме межгалактического пространства. Предполагаемое ими поперечное сечение должно тогда быть заменено поперечным сечением плазменного красного смещения, выведенным в этой статье.</p>
<p>In the hot, sparse plasmas of stars' coronas, the electrons keep each other at distances, which are very long compared with their</p>	<p>В редкой горячей плазме корон звезд электроны удерживают друг друга на расстояниях, которые очень велики по сравнению с их</p>

<p>de Broglie wavelengths. The exchange effects, which play a role only over distances shorter or comparable to the de Broglie wavelengths, are therefore of little or no importance in the hot, sparse plasmas that we are dealing with in the following discussion. Within reasonable boundaries all the electrons have different energy levels. The quantum numbers of angular moments in the interactions between the electrons are large. We may, therefore, treat these sparse and hot plasmas either quantum mechanically or semiclassically. The quantum-mechanical equation for polarization of the plasmas by light is for $\hbar\omega \ll m_e c^2$ identical with the semiclassical equation.</p>	<p>длиной волны де Бройля. Обменные эффекты, которые играют роль только для расстояний короче или сравнимых с длинами волны де Бройля, не имеют поэтому никакой значимости (или имеют совсем немного) в редкой горячей плазме, с чем мы будем иметь дело в следующем обсуждении. В разумных пределах у всех электронов имеются различные энергетические уровни. Квантовые числа угловых моментов во взаимодействиях между электронами являются большими. Мы можем, поэтому, рассматривать эту редкую горячую плазму или в квантовой механике или полуклассически. Квантомеханическое уравнение для поляризации плазмы при помощи света является для $\hbar \omega \ll m_e c^2$ идентичным с полуклассическим уравнением.</p>
<p>In section 2, we deduce the cross section for the redshift in a plasma free of magnetic fields.</p>	<p>В Разделе 2 мы выводим поперечное сечение для красного смещения в плазме, свободной от магнитных полей.</p>
<p>Some of the details of the theory are shown in Appendix A. The cross section for the plasma redshift depends on the photon width and the damping in the plasma. In section 3, we elaborate on how the damping in the electron plasma varies with plasma temperature and also how the damping and the density affect both the coherence effects and the cross section for the plasma redshift of photons. It is shown how the plasma redshift varies with the wavelength, electron temperature and density. Only when the wavelength is less than a certain cut-off wavelength, which depends on the electron temperature and density, is the plasma redshift significant. In section 4, we give examples of how the magnetic field affects the plasma redshift and the cut-off wavelength for the redshift. This is especially important for explaining some of the phenomena in the Sun, such as the flares, loops and arches. Also important for explaining the phenomena is the theory for transforming magnetic field energy to heat, which is developed in Appendix B.</p>	<p>Некоторые из деталей теории показаны в Приложении А. Поперечное сечение для плазменного красного смещения зависит от ширины фотона и декремента затухания в плазме. В Разделе 3, мы уточняем то, как демпфирование в электронной плазме меняется в зависимости от плазменной температуры, и также - как демпфирование и плотность воздействуют и на явления когерентности, и на поперечное сечение для ПКС фотонов. Показано, как плазменное красное смещение меняется в зависимости от длины волны, электронной температуры и плотности. Только когда длина волны меньше, чем определенная пороговая длина волны, которая зависит от электронной температуры и плотности, ПКС является существенным. В Разделе 4, мы даём примеры того, как магнитное поле воздействует на плазменное красное смещение и пороговую длину волны для красного смещения. Это особенно важно для объяснения некоторых из явлений на Солнце, таких как вспышки, циклы и арки. Также важной для объяснения явлений является теория для преобразования магнитной энергии в тепловую, которая развита в Приложении В.</p>
4	4
<p>The transformation is often initiated and</p>	<p>Это преобразование часто инцируется и</p>

<p>accelerated by the plasma-redshift heating. In sections 5.1 to 5.12, we compare the plasma-redshift theory with observations in the Sun, the Milky Way, and the intergalactic space. These comparisons lead to fundamental changes in the theory of general relativity, and in our cosmological perspective. The changes in the theory of general relativity include a reversal of the gravitational redshift of photons, which causes a significant modification of the equivalence principle. The solar redshift experiments show clearly this reversal. The reversals of photons' redshifts are discussed in sections 5.6.2 and 6. The changes in the cosmological perspective include replacing the big-bang model with a seemingly static model of the universe, because the plasma redshift leads to a hot intergalactic plasma, which can explain the entire cosmological redshift and the microwave background. Furthermore, the reversal of photons' redshifts makes it possible that the universe is seemingly static without Einstein's Lambda term. In section 7, we suggest additional experiments for confirming the findings. In section 8, we give a summary and conclusions.</p>	<p>ускоряется нагревом от ПКС. В Разделах 5.1-5.12, мы сравниваем теорию плазменного красного смещения с наблюдениями за Солнцем, Млечным Путем, и межгалактическим пространством. Эти сравнения приводят к коренным изменениям в общей теории относительности, и в нашей космологической точке зрения. Изменения в общей теории относительности включают инверсию гравитационного красного смещения фотонов, которое вызывает существенное изменение принципа эквивалентности. Эксперименты с Солнечным красным смещением ясно показывают эту инверсию. Инверсии красных смещений фотонов обсуждены в Разделах 5.6.2 и 6. Изменения в космологической точке зрения включают замену модели Большого Взрыва, по-видимому, моделью Статической Вселенной, потому что плазменное красное смещение приводит к горячей межгалактической плазме, которая может объяснить всё космологическое красное смещение и микроволновый фон. Более того, инверсия красных смещений фотонов позволяет, чтобы Вселенная была, по-видимому, Статической без Лямбда-члена Эйнштейна. В Разделе 7, мы предлагаем дополнительные эксперименты для того, чтобы подтвердить эти результаты исследования. В Разделе 8, мы даём резюме и заключения.</p>
<p>5. Any deductions of one theory cannot influence deductions of any other theory. The offered here explanation of a modification of photons frequency (inverse redshift), and also other model of Universe do not mean that such explanation and such model should be and in GR. Therefore the statement is incorrect that "It is necessary to change GR", it is possible to speak; "It is necessary to replace GR onto other theory".</p>	<p>5. Любые выводы одной теории не могут влиять на выводы какой-либо другой теории. Предлагаемое здесь объяснение изменения частоты фотонов (обратное красное смещение), а также другая модель Вселенной не означают, что такое объяснение и такая модель должны быть и в ОТО. Поэтому неверно утверждение: "ОТО нужно изменить", можно говорить; "ОТО необходимо заменить другой теорией".</p>
<p>2. Energy loss of photons as they penetrate a plasma</p>	<p>2. Потеря энергии фотонов при их прохождении через плазму</p>
<p>For a photon's field moving along the x-axis, we can at $x = 0$ normalize the Poynting vector, S, to the energy flux of one photon, $\hbar\omega_0 = hv_0$, per second and per square cm in vacuum, where h is the</p>	<p>Для поля фотона, двигающегося вдоль оси X, мы можем в точке $x = 0$, нормализовать вектор Пойнтинга, S, к энергетическому потоку одного фотона, $\hbar\omega_0 = hv_0$, в секунду на см^2 в вакууме, где h - константа Планка. Даже в вакууме,</p>

Planck constant. Even in a vacuum, the photon is never infinitely sharp but consists of a distribution of frequency components as indicated by	фотон никогда не является бесконечно резким, но состоит из распределения частотных компонент, как показано в формуле
	$S = \hbar\omega_0 = \hbar\omega_0 \frac{\gamma}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{((\omega-\omega_0)^2 + \gamma^2/4)}, \quad (1)$
where γ is the photon width [1].	где γ - ширина фотона [1].
6. It is obvious that such representation of a photon cannot be physical as transiting of such quantum through disperse medium will divide it into huge quantity of parts.	6. Очевидно, что такое представление фотона не может быть физическим, так как прохождение такого фотона сквозь дисперсионную среду разобьёт его на огромное число частей.
For the dielectric constant $\varepsilon = (n - ik)^2 = 1$ and therefore the refraction index $n = 1$ and absorption coefficient, the imaginary part $k = 0$, this form of the field in the photon also follows from Eq. (3) below, which follows from Eq. (A29) in the Appendix A. When the photon penetrates a plasma, the photon's virtual field will be modified by the dielectric constant $\varepsilon = (n - ik)^2$. From the solution, Eq. (A15), to the dynamical Eq. (A12) of the Appendix A, we get that the polarization is given by Eq. (A18). From the polarization, we derive that the dielectric constant is given by Eqs. (A19) and (A20) of the Appendix A. If the binding-energy frequency $\omega_q=0$ and the collision damping $\alpha=0$ (because the collision damping, α , is included in $\beta\omega^2$), we derive from Eq. (A20) that the dielectric constant is	Для диэлектрической постоянной $\varepsilon = (n - ik)^2 = 1$, и поэтому показатель преломления $n = 1$ и коэффициент поглощения, мнимая часть $k = 0$, эта форма поля фотона также следует из уравнения (3) ниже, которое следует из уравнения (A29) в Приложении А. Когда фотон проходит через плазму, виртуальное поле фотона будет модифицироваться диэлектрической постоянной $\varepsilon = (n - ik)^2$. Из решения уравнения (A15), к динамическому уравнению (A12) Приложения А, мы получаем, что поляризация дана уравнением (A18). Из поляризации мы выводим, что диэлектрическая постоянная задана уравнениями (A19) и (A20) Приложения А. Если частота энергии связи $\omega_q=0$ и ударное затухание $\alpha=0$ (потому что ударное затухание α включено в $\beta\omega^2$) мы выводим из уравнения (A20), что диэлектрическая постоянная равна
	$\varepsilon = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \beta^2\omega^4}\right) - i \frac{\beta\omega\omega_p^2}{\omega^2 + \beta^2\omega^4}, \quad (2)$
where $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e/m_e}$ is the plasma frequency, and where $\beta\omega^2$ is the radiation damping in the hot sparse plasma.	где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e/m_e}$ – частота плазмы, и где $\beta\omega^2$ – декремент затухания излучения в редкой горячей плазме.
We set the magnetic permeability equal to 1. As shown in Eq. (A29) of Appendix A, we get from Eq. (1) and Eq. (2) at distance x that	Мы полагаем магнитную проницаемость равной 1. Как показано в уравнении (A29) Приложения А, мы получаем из уравнения (1) и уравнения (2) на расстоянии x , что
	$S = \hbar\omega_0 \frac{\gamma}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n}{\varepsilon\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-2k\omega x/c} d\omega}{((\omega-\omega_0)^2 + \gamma^2/4)}, \quad (3)$
where $\bar{\varepsilon}$ is the complex conjugate of ε .	где $\bar{\varepsilon}$ - комплексно сопряжено к ε .

We differentiate this expression with respect to x and get that the photon's energy loss per cm is given by	Мы дифференцируем это выражение по x и получаем, что потеря энергии фотона на 1 см имеет вид
	$\frac{dS}{dx} = -\hbar\omega_0 \frac{\gamma}{2\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2k\omega n}{\epsilon\bar{\epsilon}} \frac{e^{-2k\omega x/c} d\omega}{((\omega-\omega_0)^2 + \gamma^2/4)}.$
<p>7. From the Eq. (3) at distance x it is absolutely impossible to gain a photon energy loss on 1 sm, as the energy loss of a photon leads to gradual decrease of a photon's frequency, that is, to dependence $\omega(x)$, but in decomposition of Fourier a frequency ω does not depend on x.</p> <p>Generally, method of Fourier can not feature spreading signal. It can give only mathematical representation of a signal in the given point. Therefore from Fourier method it is impossible to get a derivative dS/dx.</p>	<p>7. Из уравнения (3) на расстоянии x принципиально нельзя получить потери энергии фотона на 1 см, поскольку потеря энергии фотоном приводит к постепенному уменьшению частоты фотона, то есть, к зависимости $\omega(x)$, а в разложении Фурье ω не зависит от x.</p> <p>Вообще, метод Фурье не в силах описать распространяющийся сигнал. Он может лишь дать математическое представление сигнала в заданной точке. Поэтому из метода Фурье нельзя получить производную dS/dx.</p>
5	5
For x equal to 0, the energy loss per cm is then	Для x , равного 0, потери энергии на 1 см тогда будут
	$\frac{dS}{dx} = -\hbar\omega_0 \frac{\gamma}{2\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2k\omega n}{\epsilon\bar{\epsilon}} \frac{d\omega}{((\omega-\omega_0)^2 + \gamma^2/4)}. \quad (4)$
From Eq. (2), see also Eq. (A22), we derive that	Из уравнения (2), см. также уравнение (A22), мы выводим, что
$\frac{2k\omega n}{\epsilon\bar{\epsilon}} = \frac{\beta \omega^4 \omega_p^2}{\omega^2(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \beta^2 \omega^6},$	$\frac{2k\omega n}{\epsilon\bar{\epsilon}} = \frac{\beta \omega^4 \omega_p^2}{\omega^2(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \beta^2 \omega^6},$
and when we insert this expression into Eq. (4), we get that the photon's energy loss per cm is	и когда мы вставляем это выражение в уравнение (4), мы получаем, что потери энергии фотона на 1 см равны
	$\frac{dS}{dx} = -\hbar\omega_0 \frac{\gamma}{2\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\beta \omega^4 \omega_p^2}{\omega^2(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + \beta^2 \omega^6} \frac{d\omega}{((\omega-\omega_0)^2 + \gamma^2/4)}. \quad (5)$
The right side of Eq. (5) can be integrated in the complex plane along the x -axis from $-\infty$ to $+\infty$ and then counterclockwise along the semicircle in the upper half plane. The integral along the semicircle is zero. The integral in Eq. (5) is then equal to $2\pi i$ times the sum of the residue of the poles in the upper half-plane, where i is the notation for the imaginary component. For	Правую сторону уравнения (5) можно проинтегрировать в комплексной плоскости вдоль оси X от $-\infty$ до $+\infty$ и затем против часовой стрелки вдоль полукруга в верхней полуплоскости. Интеграл вдоль полукруга равен нулю. Тогда интеграл в уравнении (5) равен произведению $2\pi i$ на сумму вычетов полюсов в верхней полуплоскости, где i - обозначение мнимой компоненты. Для
	$\omega_q = 0, \alpha = 0, \beta \gg \beta_0, \omega_0 \gg \omega_p, \beta \omega_p \ll 1, \gamma \ll \omega_0,$
the four poles in the upper plane are given by (see Eq. (A33) of Appendix A)	четыре полюса в верхней плоскости описаны с помощью (см. уравнение (A33) Приложения А):

	$\omega = \left\{ \begin{array}{l} a = +\omega_p + i \frac{\beta \omega_p^2}{2} \\ b = -\omega_p + i \frac{\beta \omega_p^2}{2} \\ c = i \left[\frac{1}{\beta} + \omega_p^2 \right] \\ d = +\omega_0 + i \frac{\gamma}{2} \end{array} \right\} . \quad (6)$
From Eqs. (5) and (6), we get that	Из уравнений (5) и (6) получаем, что
	$\frac{dS}{dx} = -\hbar\omega_0 \frac{8\pi}{3} r_e^2 N_e \left[\frac{\gamma}{4\gamma_0} + \frac{\gamma}{4\gamma_0} + \frac{\gamma}{2\gamma_0} \frac{(1-1/(\beta \omega_0)^2)}{(1+1/(\beta \omega_0)^2)^2} + \frac{1}{(1+1/(\beta \omega_0)^2)} \right], \quad (7)$
<p>where $\beta_0\omega_p^2/c=(8\pi/3)r_e^2N_e=6.65\cdot 10^{-25}N_e$ is the Compton cross section per cm of photon path when N_e is the electron density per cubic cm, and where $\beta_0=2e^2/(3m_e c^3)=6.266\cdot 10^{-24}$ is the classical damping constant and $\gamma_0=\beta_0\omega_0^2$ the classical damping for the incident photon.</p>	<p>где $\beta_0\omega_p^2/c=(8\pi/3)r_e^2N_e=6.65\cdot 10^{-25}N_e$ - поперечное сечение Комптона на 1 см пути фотона, когда N_e - концентрация электронов в 1 см^3, и где $\beta_0=2e^2/(3m_e c^3)=6.266\cdot 10^{-24}$ - классический декремент затухания и $\gamma_0=\beta_0\omega_0^2$ - классическое затухание для падающего фотона.</p>
<p>The last term inside the brackets, corresponding to the pole d in Eq. (6), is identical to the quantum mechanical Compton scattering cross section for soft photons, as deduced by Reitler [1]. In the Compton scattering, we set damping constant equal to the classical damping constant and the dielectric constant equal to 1, as Reitler did, because in the sparse plasmas of our interest the incident photon interacts with only one electron. If the electron were bound in an atom with other electrons, we would get Rayleigh scattering.</p>	<p>Последний член в скобках, соответствующий полюсу d в уравнении (6), идентичен поперечному сечению Комптоновского рассеяния в квантовой механике для мягких фотонов, как получено Райтлером(Reitler) [1]. В Комптоновском рассеянии мы устанавливаем декремент затухания, равный классическому декременту затухания, и диэлектрическую постоянную, равную 1, как сделал Райтлер, потому что в интересующей нас редкой плазме падающий фотон взаимодействует только с одним электроном. Если бы электрон был связан в атоме с другими электронами, то мы получили бы Рэлеевское рассеяние.</p>
<p>The two first terms inside the brackets, correspond to the poles a and b in Eq. (6). These poles correspond to Raman scattering on the plasma frequency, ω_p. In the treatment above, the oscillator strengths are positive as we assumed that they were in the ground state. In the actual hot plasma of our interest the plasma oscillators are usually in thermodynamic equilibrium, and we have then about equal number of positive and negative oscillator strengths. In thermodynamic equilibrium the emission and absorption cancel each other.</p>	<p>Два первых члена в скобках, соответствуют полюсам a и b в уравнении (6). Эти полюсы соответствуют рассеянию Рамана на частоте плазмы ω_p. В рассмотрении выше, мощность осциллятора - положительная, поскольку мы предполагали, что они были в основном состоянии. В фактической интересующей нас горячей плазме плазменные осцилляторы обычно находятся в термодинамическом равновесии, и мы имеем тогда примерно равное количество осцилляторов положительных и отрицательных мощностей. В термодинамическом равновесии испускание и поглощение нейтрализуют друг друга.</p>
6	6

<p>Nevertheless, these interactions cause small angular scatterings, which are insignificant in practically all experiments of our interest, because the densities of the plasmas of our interest are usually very low. However, they can affect the observations of most distant supernovas as Eq. (52) shows.</p>	<p>Однако, эти взаимодействия вызывают небольшие угловые рассеяния, которые являются незначительными в практически всех интересующих нас экспериментах, потому что плотность интересующей нас плазмы обычно очень низкая. Однако, они могут воздействовать на наблюдения за большинством отдалённых Сверхновых, как показывает уравнение (52).</p>
<p>The third term inside the brackets, the plasma-redshift term, corresponds to pole c, the pole on the imaginary axis. The plasma-redshift term is a new cross section term and the focus of our interest in this article. It is due to loss (emission and absorption) of very low frequency components in the photon field. This cross section has been overlooked in the past, most likely because when the damping factor β in the radiation damping, $\beta\omega^2_0$, is close to the classical value of β_0, as it is in an ordinary laboratory plasma, this third term is practically zero and the cross section insignificant. However, in a hot, sparse plasma both the damping factor, β, and the collective effects are very large; and this plasma-redshift term becomes significant. As mentioned in the introduction, this term is also related to the emission of very soft quanta in double and multiple Compton scattering. Those familiar with the deduction of Cherenkov radiation, which is emitted when fast charged particles penetrate dielectrics, may also find some resemblance between plasma redshift and Cherenkov radiation. The classical mechanics cannot treat properly the radiation damping terms. We must therefore use quantum mechanics to determine the damping. It then can be seen that β can be very large in a hot, sparse plasma. In the third term inside the brackets of Eq. (7), the value of $1/(\beta\omega_0)$ is then very small. The plasma-redshift cross section becomes then equal to $3.326 \cdot 10^{-25} \cdot (\gamma/\gamma_0)N_e$ per cm of the photon path. In the following section 3, we will see how β changes with temperature and density of the plasma, and with the wavelength of the</p>	<p>Третий член в скобках, член плазменного красного смещения, соответствует полюсу c, полюсу на мнимой оси. Член плазменного красного смещения - новый член поперечного сечения, и цель нашего интереса в этой статье из-за потери (испускание и поглощение) очень низких частотных составляющих в поле фотона. Это поперечное сечение было пропущено в прошлом, наиболее вероятно, потому что, когда декремент затухания β в затухании излучения, $\beta\omega^2_0$, близок к классическому значению β_0, как это бывает в обычной лабораторной плазме, этот третий член – фактически ноль, и поперечное сечение незначительное. Однако, в редкой горячей плазме и декремент затухания β, и коллективные эффекты являются очень большими; и этот член плазменного красного смещения становится существенным. Как упоминалось во Введении, этот член также связан с испусканием очень мягких квантов в двойном и множественном Комптоновском рассеянии. Знакомые с выводом Излучения Черенкова, которое испускается, когда быстрые заряженные частицы проходят через диэлектрики, могут также обнаружить некоторое сходство между плазменным красным смещением и Излучением Черенкова. Классическая механика не может работать должным образом с членами затухания излучения. Мы должны поэтому использовать квантовую механику, чтобы определить затухание. Тогда можно заметить, что β может быть очень большим в редкой горячей плазме. В третьем члене в скобках уравнения (7), значение $1/(\beta\omega_0)$ является тогда очень небольшим. Поперечное сечение плазменного красного смещения становится тогда равным $3.326 \cdot 10^{-25} \cdot (\gamma/\gamma_0)N_e$ на 1 см пути фотона. В следующем Разделе 3 мы увидим, как β</p>

incident light.	меняется в зависимости от температуры, плотности плазмы и длины волны падающего света.
3. Damping factor β and the cut-off wavelength for plasma redshift	3. Декремент затухания β и пороговая длина волны для плазменного красного смещения
3.1. Semi-classical treatment of the collision damping	3.1. Полуклассическое рассмотрение ударного затухания
<p>The collision damping α in Eq. (2) is often equated with $2/\tau$, where τ is the time between collisions; see Comment A4 in Appendix A. From the stopping theory for charged particles we know that also the frequencies of the Fourier field of the incident particles determine the energy transfer in the collisions. The collision factors $\alpha = 2/\tau$, and $a + \beta_p \omega^2 = \beta \omega^2$ depend on the frequency ω of the fields' Fourier components of the colliding electrons (see discussion below Eq. (A12) in the Appendix A). For being effective in disturbing the oscillation of an electron in the Fourier field of the incident photon, the Fourier harmonic of the colliding electrons must have about the same or higher frequency as the photon.</p>	<p>Ударное затухание α в уравнении (2) часто приравнивается к $2/\tau$, где τ - время между столкновениями; см. Комментарий А4 в Приложении А. Из теории остановок для заряженных частиц мы знаем также, что частоты поля Фурье падающих частиц определяют передачу энергии в столкновениях. Ударные коэффициенты $\alpha = 2/\tau$, и $a + \beta_p \omega^2 = \beta \omega^2$ зависят от частоты ω компонент поля Фурье электронов, участвующих в столкновениях (см. обсуждение ниже уравнения (A12) в Приложении А). Для того, чтобы быть эффективной при возмущенной вибрации электрона в поле Фурье падающего фотона, гармоника Фурье электронов, участвующих в столкновениях, должна иметь примерно ту же (или более высокую) частоту, чем фотон.</p>
<p>For example, the root d in Eq. (6) corresponds to the center (principal) frequency, ω_0, of the incident photon field. For disturbing the oscillation of the electron at the frequency ω_0, the frequency of the collision field must be about equal to or greater than ω_0. From the stopping theory of charged particles, we know that the energy absorbed per colliding electron in a small increment dp of the impact parameter p is proportional to $\{[xK_1(x)]^2 + [(x/\gamma)K_0(x)]^2\}(dp/p)$, where $K_0(x)$ and $K_1(x)$ are the modified Bessel functions of zero and first order, $x = p \omega_0 / (\gamma v)$, and where γ in this case is the relativistic factor $\gamma = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$, which is not to be confused with the same notation for the radiation damping. Niels Bohr deduced these relations in 1913 and 1915 [3]. In the following, we will assume that this relativistic factor, γ, is about equal to one,</p>	<p>Например, корень d в уравнении (6) соответствует центральной (основной) частоте ω_0 поля падающего фотона. Для того, чтобы возбудить вибрацию электрона на частоте ω_0, частота ударного поля должна быть примерно равной или больше, чем ω_0. Из теории остановок заряженных частиц известно, что поглощенная энергия в пересчете на 1 соударяющийся электрон при небольшом возрастании dp параметра столкновения p, пропорциональна $\{[xK_1(x)]^2 + [(x/\gamma)K_0(x)]^2\}(dp/p)$, где $K_0(x)$ и $K_1(x)$ являются модифицированными функциями Бесселя нулевого и первого порядка, $x = p \omega_0 / (\gamma v)$, и где γ в этом случае - релятивистский коэффициент $\gamma = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$, который не должен быть перепутан с таким же обозначением для затухания излучения. Нильс Бор вывел эти соотношения в 1913 и 1915 [3]. Далее мы будем полагать, что этот релятивистский коэффициент, γ примерно равен 1, что устраняет любое неудобство</p>

<p>which eliminates any confusion about the notations. The quantity within the braces is about equal to one for $x=p\omega_0/(\gamma v)<1$, and for $x\geq 1$, it falls off exponentially. When we integrate over all values of p, we get that the energy loss per second from the colliding incident electrons is for relativistic factor $\gamma\approx 1$</p>	<p>относительно этих обозначений. Величина в фигурных скобках примерно равна 1 для $x=p\omega_0/(\gamma v)<1$, и для $x\geq 1$ она падает по экспоненте. Когда мы интегрируем по всем значениям p, мы получаем, что потери энергии в секунду от столкновений с налетающими электронами для релятивистского коэффициента $\gamma\approx 1$</p>
	$\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi e^4 N_e}{m_e v} \cdot \left[\ln \frac{m_e v^2}{\delta \cdot h\nu} - \frac{\delta_1 v^2}{2c^2} \right]$ $= 7.3425 \cdot 10^{-10} \frac{N_e}{v} \cdot \left[\ln \frac{m_e v^2}{1.147 h\nu} - \frac{0.815 v^2}{2c^2} \right] \text{ эрг/сек}$
<p>where $\delta = 1.147$ and $\delta_1 = 0.815$. In case of a proton collision, we must add the term $\ln 2$ within the brackets, and replace the electron density, N_e, with the proton density, N_p.</p>	<p>где $\delta=1.147$ и $\delta_1=0.815$. В случае протонного столкновения мы должны прибавить член $\ln 2$ в скобки, и заменить концентрацию электронов N_e на концентрацию протонов N_p.</p>
<p>In the solar corona, we may have that $N_e \approx 5.5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$, and $T \approx 2 \cdot 10^6 \text{ K}$, which corresponds to $v = 9.536 \cdot 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, and $m_e v^2 = 517.044 \text{ eV}$. We get for $h\nu \approx 4 \text{ eV}$ that $dE / dt \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$,</p>	<p>В солнечной короне у нас может быть $N_e \approx 5.5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, и $T \approx 2 \cdot 10^6 \text{ К}$, что соответствует $v = 9.536 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, и $m_e v^2 = 517.044 \text{ эВ}$. Мы получаем для $h\nu \approx 4 \text{ эВ}$, что $dE/dt \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ эрг/сек}$,</p>
7	7
<p>which is small compared with $\gamma_0 h\nu \approx 2.3142 \cdot 10^8 \cdot 6.4087 \cdot 10^{-12} = 1.4831 \cdot 10^{-3} \text{ erg s}^{-1}$ where $\gamma_0 = 6.266 \cdot 10^{-12} \cdot \omega^2$ is the classical damping. Usually, we have that the quantum mechanical damping, γ is in the range of $0.1\gamma_0 \leq \gamma \leq 10\gamma_0$. The Compton scattering in the corona is therefore not affected by the collision damping. Similar estimates show that the collision broadening does not affect the Compton scattering low in the transition zone, and much less in interstellar and intergalactic space where the densities are much lower.</p>	<p>что меньше по сравнению с $\gamma_0 h\nu \approx 2.3142 \cdot 10^8 \cdot 6.4087 \cdot 10^{-12} = 1.4831 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/сек}$, где $\gamma_0 = 6.266 \cdot 10^{-12} \cdot \omega^2$ - классическое затухание. Обычно, мы имеем, что квантовомеханическое затухание γ находится в диапазоне $0.1\gamma_0 \leq \gamma \leq 10\gamma_0$. Комптоновское рассеяние в короне поэтому не вызвано ударным затуханием. Подобные оценки показывают, что ударное расширение не вызывает Комптоновское рассеяние - низкое в переходной зоне, и намного меньше в межзвездном и межгалактическом пространстве, где концентрации намного ниже.</p>
<p>When the frequency, ν_0, of the incident photon is very low, the value of dE/dt becomes larger, and the value of $\gamma_0 = 6.266 \cdot 10^{-24} \cdot \omega^2$ smaller. For example, for $h\nu \leq 4 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$, the collision broadening will affect the Compton scattering depending on the density.</p>	<p>Когда частота ν_0 падающего фотона очень низка, значение dE/dt становится больше, и значение, $\gamma_0 = 6.266 \cdot 10^{-24} \cdot \omega^2$ меньше. Например, для $h\nu \leq 4 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ ударное расширение воздействует на Комптоновское рассеяние в зависимости от концентрации.</p>
<p>The incident photon consists of a broad spectrum of frequencies as shown in the integrand of Eq. (1). The low frequency</p>	<p>Падающий фотон содержит широкий спектр частот, как показано в подынтегральной функции уравнения (1). Низкие частотные</p>

<p>components of the photon may act on several electrons coherently. The corresponding classical damping, $\gamma_0=6.266 \cdot 10^{-24} \cdot \omega^2$, is then emitted coherently from several electrons, which therefore magnifies the corresponding damping contribution. These low energy components cannot keep up with the photon's higher frequencies, and are ripped off the photon and absorbed in the plasma. This is similar to the Cherenkov radiation from charged particles penetrating dielectrics. We usually think of the Cherenkov radiation as being all emitted, but a part of the Cherenkov radiation, the part that is close to the resonance, is actually absorbed immediately, just like the damping in the pole c of Eq. (6), which results in the third term within the brackets of Eq. (7). The forces within the photon recreate the removed low-frequency components, just like the Fourier harmonics of the field of the charged particles are regenerated after being removed as Cherenkov radiation. We will in the following establish the exact condition for this damping to become significant. We will have to treat the phenomena in accordance with quantum mechanics in the following subsection.</p>	<p>составляющие фотона могут действовать на несколько электронов когерентно. Соответствующее классическое затухание $\gamma_0=6.266 \cdot 10^{-24} \cdot \omega^2$ тогда испускается когерентно от нескольких электронов, что поэтому увеличивает соответствующий вклад затухания. Эти низкоэнергетические компоненты не могут не отставать от более высоких частот фотона, и оторваны от фотона и поглощены плазмой. Это подобно Излучению Черенкова от заряженных частиц, проходящих через диэлектрики. Мы обычно думаем об Излучении Черенкова, как будто всё испускается, но часть Излучения Черенкова, близкая к резонансу, фактически поглощается немедленно, точно так же как затухание в полюсе "с" уравнения (6), которой получается из-за третьего члена в скобках в уравнении (7). Силы в фотоне поддерживают удаляемые низкочастотные компоненты, точно так же, как гармоники Фурье поля заряженных частиц восстанавливаются, будучи удаленными в качестве Излучения Черенкова. Далее мы установим точное условие для этого затухания, чтобы оно было бы существенным. В следующем подразделе мы должны будем рассмотреть процессы в соответствии с квантовой механикой.</p>
<p>8. So, the Author offers the following model of mechanism of tired light: Photon is spreading in the form of a field, consisting of a set of electromagnetic waves of different frequencies, and the low-frequenciest waves are immersed by plasma, these losses are a redshift of photons at spreading in plasma. However there is no answer on the next questions: - What immersed waves transfer energy to? - Than the frequency limit of uptake is spotted? - Why these low-frequenciest waves are recovered after uptake as the photon moves further, and he is again obliged to lose energy? - Why remaining waves of a photon's field</p>	<p>8. Итак, Автор предлагает следующую модель механизма старения света: Фотон распространяется в виде поля, состоящего из множества электромагнитных волн разной частоты, и самые низкочастотные волны поглощаются плазмой, эти потери являются красным смещением фотонов при распространении в плазме. Однако нет ответа на вопросы: - чему передают энергию поглощенные волны? - чем определяется граничная частота поглощения? - почему эти низкочастотные волны восстанавливаются после поглощения, так как фотон летит дальше, и он опять обязан терять энергию? - почему оставшиеся волны поля фотона в любой момент действуют как единая частица, способная передать всю свою энергию</p>

<p>act as a united corpuscle, capable to transmit all energy to a receiver electron at any moment, instead of losing on many weeks along a trajectory in a disperse medium, etc?</p>	<p>электрону приемника, а не разбегаются на многие недели пути в дисперсионной среде, и т.п. ?</p>
<p>3.2. The plasma electron as a harmonic oscillator</p>	<p>3.2. Плазменный электрон как гармонический осциллятор</p>
<p>It can be shown in many ways that when the plasma is disturbed, the forces within the plasma will result in characteristic oscillations with eigenfrequency ω_p. For example, we see this frequency in the dielectric constant given by Eq. (A20) and therefore in displacement given by Eqs. (A15), and in the polarization given by Eq. (A18), and therefore in Eq. (2), (5), and (6). For $\omega_q = 0$, the plasma frequency, ω_p, is the principal frequency for absorption in Eq. (5). Each electron will oscillate as a classical oscillator with a restoring force proportional to the displacement r. The electron will oscillate as a classical oscillator due to the polarization with the restoring force $m\ddot{r} = -kr$ and the frequency $\omega = \sqrt{k/m}$. For each plasma electron, we have that $k = 4\pi N_e e^2$. The force $m\ddot{r} = -kr = -4\pi N_e e^2 r$ corresponds to the polarization given by Eq. (A18). When we solve the classical equation, the solution is that of a classical harmonic oscillator with the frequency $\omega_p = \sqrt{k/m} = \sqrt{4\pi N_e e^2/m}$. The plasma frequency ω_p is defined by Eq. (A21). For $\omega_q = 0$ it is the characteristic eigenfrequency for each plasma electron, as Eq. (5) shows</p>	<p>Можно показать разными способами, что, когда плазма возмущена, силы в плазме приведут к характеристическим вибрациям с собственной частотой ω_p. Например, мы видим эту частоту в диэлектрической постоянной, заданной уравнением (A20) и поэтому - в смещении в уравнениях (A15), и в поляризации в уравнении (A18), и поэтому - в уравнении (2), (5), и (6). Для $\omega_q = 0$ плазменная частота ω_p является главной частотой для поглощения в уравнении (5). Каждый электрон будет колебаться как классический осциллятор с возвращающей силой, пропорциональной смещению r. Поэтому электрон будет колебаться как классический осциллятор из-за поляризации с возвращающей силой $m\ddot{r} = -kr$ и частотой $\omega = \sqrt{k/m}$. Для каждого электрона плазмы мы имеем $k = 4\pi N_e e^2$. Сила $m\ddot{r} = -kr = -4\pi N_e e^2 r$ соответствует поляризации, заданной уравнением (A18). Решая это классическое уравнение, получаем классический гармонический осциллятор с частотой $\omega_p = \sqrt{k/m} = \sqrt{4\pi N_e e^2/m}$. Плазменная частота ω_p определена уравнением (A21). При $\omega_q = 0$ это - характеристика собственной частоты для каждого электрона плазмы, как показывает уравнение (5).</p>
<p>The forced oscillations of the electron will result in the usual radiation damping. The positive ions will also act like harmonic oscillators, but their radiation damping is much smaller, because of their larger mass.</p>	<p>Вынужденные колебания электрона будут являться результатом обычного затухания излучения. Положительные ионы будут также действовать как гармонические осцилляторы, но их затухание излучения намного меньше из-за их большей массы.</p>
<p>We can then treat the electron plasma quantum mechanically. The plasma consists of great many oscillators. For the electrons in a hot plasma the Hamiltonian</p>	<p>Итак, электроны плазмы можно рассматривать с точки зрения квантовой механики. Плазма состоит из очень многих осцилляторов. Для электронов в горячей плазме Гамильтониан для</p>

for each oscillator is given by	каждого осциллятора задаётся уравнением
	$H_0 = H_0^0 + \frac{1}{2} m_e \omega_q^2 \bar{r} r = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 + \frac{1}{2} m_e \omega_q^2 \bar{r} r, \quad (8)$
where ω_q is principally any frequency in the plasma and r is given by Eq. (A15). The plasma frequency ω_p is the dominant frequency, however, and we will usually replace ω_q by ω_p . This nonrelativistic Hamiltonian does not take into account the effects of magnetic fields, which will be treated subsequently.	где ω_q - любая частота в плазме, и r дано уравнением (A15). Плазменная частота ω_p является доминирующей частотой, и мы будем обычно замещать ω_q на ω_p . Этот нерелятивистский Гамильтониан не принимает во внимание явления магнитных полей, которые будут рассмотрены далее.
The solutions corresponding to the Hamiltonian given by Eq. (8) are well known. The energy levels when we include the finite lifetime of the states are	Решения, соответствующие Гамильтониану, данному в уравнении (8), хорошо известны. Энергетические уровни, при учёте конечного времени жизни состояний, описываются как:
	$E_\Lambda = E_{n,l} = \left(\Lambda + \frac{3}{2} \right) \hbar \left(\omega_q - i \frac{\beta \omega_q^2}{2} \right), \quad (9)$
8	8
where $\Lambda = 2n + l$ and where n and l can be any of the whole numbers: 0, 1, 2, .., .. The imaginary part of the frequency is included to indicate the finite lifetime of the states and the magnitude of the damping. In the case of magnetic fields, we must, in addition to the radial quantum number n and the angular quantum number l , take into account the third quantum number m .	где $\Lambda = 2n + l$, и где n и l могут быть любым целым числом: 0, 1, 2, Мнимая часть частоты включена, чтобы указать конечное время жизни состояний и величину затухания. В случае магнитных полей мы должны, в дополнение к радиальному квантовому числу n и угловому квантовому числу l , принять во внимание третье квантовое число m .
When the magnetic field is zero, the states are degenerate; that is, several states can have the same energy for $\Lambda > 1$. For example, for the states $\Lambda = 4$, we have $(n,l) = (2,0), (1,2)$, or $(0,4)$. These three states in turn have the multiplicity of 1, 5, and 9, respectively, for a total of 15 states. More generally, for each quantum number Λ , the total number of states is $(\Lambda + 1)(\Lambda + 2)/2$, all with the same energy.	Когда магнитное поле - нулевое, состояния являются вырожденными; то есть, у нескольких состояний может быть та же самая энергия для $\Lambda > 1$. Например, для состояний $\Lambda = 4$, мы имеем $(n, l) = (2,0), (1,2)$, или $(0,4)$. У этих трех состояний в свою очередь есть мультиплетность 1, 5, и 9, соответственно, из всех 15 состояний. В общем случае, для каждого квантового числа Λ , общее количество состояний $(\Lambda + 1)(\Lambda + 2)/2$, все с той же самой энергией.
The radiation-damping factor β may deviate significantly from the classical value β_0 . In the transitions from a state Λ to all final states, the energy emitted is given by	Декремент затухания излучения β может отклониться значительно от классического значения β_0 . При перемещениях из состояния Λ ко всем конечным состояниям, испускаемая энергия даётся как:
	$I(\omega_q) = \hbar \omega_q A_{n,l} = \frac{4e^2 \omega_q^4}{c^3} \frac{\hbar}{2m_0 \omega_q} \left[\frac{n^x + n^y + n^z}{3} \right] = \hbar \omega_q \frac{2e^2 \omega_q^2}{3m_0 c^3} \Lambda = \hbar \omega_q \Lambda \beta_0 \omega_q^2 = \hbar \omega_q \beta \omega_q^2, \quad (10)$
where $\beta = \Lambda \beta_0$ can be very large. In hot	где $\beta = \Lambda \beta_0$ может быть очень большим. В

plasmas, practically all the oscillators are highly excited. Their average Λ values are about $\Lambda = 3kT/(\hbar\omega_q)$, and Einstein's A coefficients, $A_{\Lambda \rightarrow \Lambda-1} = \beta\omega_q^2 = \Lambda\beta_0\omega_q^2$, are therefore large. The radiation loss given by the redshift term in Eq. (7) then becomes relatively large and significant. In good plasmas ω_p is the dominant frequency, and we can therefore replace ω_q by ω_p .	горячих плазмах фактически все осцилляторы чрезвычайно возбуждены. Их среднее число Λ примерно $\Lambda = 3kT/(\hbar\omega_q)$, и коэффициенты Эйнштейна $A_{\Lambda \rightarrow \Lambda-1} = \beta\omega_q^2 = \Lambda\beta_0\omega_q^2$ являются поэтому большими. Потери на излучение, данные членом красного смещения в уравнении (7), тогда становятся относительно большими и существенными. В хороших плазмах ω_p - доминирующая частота, и мы можем поэтому заменить ω_q на ω_p .
For evaluating the value of this redshift term, we need to average it over all states in the hot plasma. The number of possible states in a hot plasma with quantum number Λ is	Для того, чтобы оценить величину этого члена красного смещения, мы должны усреднить его по всем состояниям в горячей плазме. Число возможных состояний в горячей плазме с квантовым числом Λ
$g_\Lambda = \frac{(\Lambda+1)(\Lambda+2)}{2} \approx \frac{\Lambda^2}{2} . (11)$	$g_\Lambda = \frac{(\Lambda+1)(\Lambda+2)}{2} \approx \frac{\Lambda^2}{2} . (11)$
The statistical energy distribution of the oscillators in thermal equilibrium is given by	Статистическое распределение энергии осцилляторов в тепловом равновесии даётся уравнением
	$n_\Lambda = \frac{g_\Lambda}{\exp(\alpha + \Lambda\hbar\omega_p/(kT)) - 1} \approx \frac{g_\Lambda \exp(-\alpha)}{\exp(\Lambda\hbar\omega_p/(kT)) - 1} . (12)$
The last approximation is valid because $\exp(a)$ is very large in hot and sparse plasmas, which in turn means that the Boltzmann, Fermi-Dirac, and Bose-Einstein statistics all render the same result. The normalized distribution function for the oscillator strengths is then given by	Последнее приближение справедливо, потому что $\exp(a)$ является очень большим в горячей и редкой плазме, что в свою очередь означает что статистики Больцмана, Ферми-Дирака, и Бозе-Эйнштейна все дают одинаковый результат. Нормализованная функция распределения для мощности осциллятора тогда задана уравнением
	$P(n_\Lambda)d\Lambda = \left(\frac{\hbar\omega_p}{kT}\right)^3 \frac{\Lambda^2}{2} \exp\left(\frac{\Lambda\hbar\omega_p}{kT}\right) d\Lambda . (13)$
The cut-off frequency for the plasma redshift can be determined by weighing the third term inside the brackets of Eq. (7) by the normalized distribution function, Eq. (13). For $\beta\omega_0 = \Lambda\beta_0\omega_0 = x$, and $\alpha = \hbar\omega_p/(\beta_0\omega_0kT) = 3.65 \cdot 10^5 \lambda_0 N_e^{1/2}/T$ we get	Критическая частота для плазменного красного смещения может быть определена взвешиванием третьего члена в скобках уравнения (7) с помощью нормализованной функции распределения, уравнение (13). Для $\beta\omega_0 = \Lambda\beta_0\omega_0 = x$ и $\alpha = \hbar\omega_p/(\beta_0\omega_0kT) = 3.65 \cdot 10^5 \lambda_0 N_e^{1/2}/T$ мы получаем
	$F_1(\alpha) = \alpha^3 \int_0^\infty \frac{(x^2-1)}{(x^2+1)^2} \frac{x^4}{2} \exp(-\alpha x) dx . (14)$
When we integrate Eq. (14) over the parameter $x = \beta\omega_0 = \Lambda\beta_0\omega_0$, we get	Когда мы проинтегрируем уравнение (14), мы получим
	$F_1(\alpha) = \alpha^3 [\alpha^{-3} - 1.5/\alpha + 2f(\alpha) - \alpha g(\alpha)/2] = 1 + 2\alpha^2 [\alpha f(\alpha) - 0.75 - \alpha^2 g(\alpha)/4] ,$
where the functions $f(\alpha)$ and $g(\alpha)$ are given by	где функции $f(\alpha)$ и $g(\alpha)$ даны в виде:
	$f(\alpha) = \int_0^\infty \frac{\exp(-\alpha x)}{x^2+1} dx \text{ и } g(\alpha) = \int_0^\infty \frac{x \exp(-\alpha x)}{x^2+1} dx .$

9					9				
Table 1					Таблица 1				
$F_1(\alpha)$ as a function of α ; see Eq. (14).					$F_1(\alpha)$ как функция α ; см. уравнение (14).				
		α	$F_1(\alpha)$	α	$F_1(\alpha)$	α	$F_1(\alpha)$	α	$F_1(\alpha)$
		0.0	1.000	1.0	0.571	2.0	0.228	6.0	-0.070
		0.1	0.990	1.1	0.527	2.2	0.183	7.0	-0.073
		0.2	0.962	1.163	0.500	2.4	0.144	8.0	-0.071
		0.3	0.921	1.2	0.485	2.6	0.111	9.0	-0.067
		0.344	0.900	1.3	0.445	2.671	0.100	10.0	-0.061
		0.4	0.872	1.4	0.407	2.8	0.082	20.0	-0.024
		0.5	0.821	1.5	0.372	3.0	0.057	40.0	-0.0071
		0.6	0.769	1.6	0.339	3.5	0.010	50.0	-0.0047
		0.7	0.717	1.7	0.309	3.633	0.000	100.	-0.0012
		0.8	0.667	1.8	0.280	4.0	-0.022	200.	-0.0008
		0.9	0.618	1.9	0.253	5.0	-0.057	∞	-0.0000
For numerical values of $f(\alpha)$ and $g(\alpha)$, see reference [4]. The numerical values for the oscillator strength function, $F_1(\alpha)$, are shown in Table 1.					Численные значения $f(\alpha)$ и $g(\alpha)$ см. в [4]. Численные значения для функции мощности осциллятора $F_1(\alpha)$ показаны в Таблице 1.				
In Eq.(7), we can then replace the product of N_e and the third term within the brackets by $N_e \cdot F_1(\alpha)$, which is a measure of the oscillator strength in the plasma redshift term, the third term inside the brackets in Eq. (7). Table 1 shows that $F_1(\alpha)$ is close to 1 for small values of α , or for high frequencies ω_0 , or for small wavelengths λ_0 in cm of the incident radiation. From the definition of $\alpha = \hbar\omega_p / (\beta_0\omega_0 kT) = 3.65 \cdot 10^5 \lambda_0 N_e^{1/2} / T$, we have that the photon's cut-off wavelength is					В уравнении (7) мы можем тогда заместить произведение N_e и третьего члена в скобках на $N_e \cdot F_1(\alpha)$, что является мерой мощности осциллятора в плазменном красном смещении - третьем члене в скобках в уравнении (7). Таблица 1 показывает, что $F_1(\alpha)$ близка к 1 для небольших значений α , или для высоких частот ω_0 , или для небольших длин волны λ_0 (в см) падающего излучения. Из определения $\alpha = \hbar\omega_p / (\beta_0\omega_0 kT) = 3.65 \cdot 10^5 \lambda_0 N_e^{1/2} / T$ получаем, что пороговая длина волны фотона				
$\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0 = 2.739 \cdot 10^{-6} \alpha T N_e^{-1/2}$ (15)					$\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0 = 2.739 \cdot 10^{-6} \alpha T N_e^{-1/2}$ (15)				
From Table 1, we can find the oscillator strength for a given value of α . For example, for $\alpha \leq 1.163$, we have that $F_1(\alpha) \geq 0.5$, or that the oscillator strength is $\geq 50\%$, where the 50% cut-off wavelength, $\lambda_{0,5}$, for the redshift is determined by inserting 1.163 for α into Eq. (15). We get					Из Таблицы 1 мы можем найти мощность осциллятора для данного значения α . Например, для $\alpha \leq 1.163$ имеем $F_1(\alpha) \geq 0.5$, или мощность осциллятора составляет $\geq 50\%$, где 50%-ая пороговая длина волны $\lambda_{0,5}$ для красного смещения определяется подстановкой $\alpha = 1.163$ в уравнение (15). Мы получаем				
$\lambda_{0,5} = 2.739 \cdot 10^{-6} \cdot 1.163 T N_e^{-1/2} = 3.185 \cdot 10^{-6} T N_e^{-1/2} \text{ cm} = 318.5 T N_e^{-1/2} \text{ \AA}$. (16)									
The 90 % and 10 % oscillator strengths are obtained for α equal to 0.344 and 2.671, respectively. The corresponding 90 % and 10 % cut-off wavelengths are obtained by inserting the corresponding values for α into Eq. (15).					90%-ая и 10%-ая мощность осциллятора получается для α , равных 0.344 и 2.671, соответственно. Соответствующие 90%-ые и 10%-ые пороговые длины волны получаются, подстановкой соответствующих значений в уравнение (15).				

When we in Eq. (7) replace dS by $d\hbar\omega$ and ω_0 by ω , and when we consider only the redshift term, the third term within the brackets, while disregarding the first, second, and fourth term within the brackets, we get	Если в уравнении (7) заменить dS на $d\hbar\omega$ и ω_0 на ω , и рассматривать только член красного смещения - третий член в скобках, игнорируя первый, второй, и четвертый член, то получается
$-\frac{d\hbar\omega}{\hbar\omega} = \frac{4\pi}{3} r_e^2 N_e \frac{\gamma}{\gamma_0} dx. \quad (17)$	$-\frac{d\hbar\omega}{\hbar\omega} = \frac{4\pi}{3} r_e^2 N_e \frac{\gamma}{\gamma_0} dx. \quad (17)$
When we then integrate each side and set $\lambda - \lambda_0 = \Delta\lambda$ we get	Проинтегрировав каждую сторону и положив $\lambda - \lambda_0 = \Delta\lambda$, получаем
$-\int_{\omega_0}^{\omega} \frac{d\hbar\omega}{\hbar\omega} = \ln \frac{\omega_0}{\omega} = \ln\left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right) = \ln(1 + z) = 3.326 \cdot 10^{-25} \int_0^R F_1(\alpha) \frac{\gamma}{\gamma_0} N_e dx$ (18)	
where $\Delta\lambda/\lambda_0 = z$.	где $\Delta\lambda/\lambda_0 = z$.
Once the red shift is initiated in the transition zone to the solar corona, the redshift heating (due to absorption of the far infrared Fourier components of each photon) causes relatively rapid temperature increase and density decrease. Below 50 % cut-off, given by Eq. (16) for $\alpha = 1.163$, the oscillator strength function, given by Table 1, is less than 50 %, and above the 50 % cut-off it is more. By averaging, we can often for each wavelength set the oscillator strength function equal to 1 above the 50 % cut-off and equal to zero below the 50 % cut-off.	Красное смещение возникает в переходной зоне к солнечной короне, и нагревание от красного смещения (в силу поглощения слишком инфракрасных членов Фурье-разложения каждого фотона) вызывает относительно быстрое увеличение температуры и уменьшение плотности. Ниже 50%-ого порога, данного уравнением (16) для $\alpha = 1.163$, функция мощности осциллятора, данная Таблицей 1, составляет меньше чем 50 %, а выше 50%-ого порога она больше. В среднем, мы часто можем для каждой длины волны положить функцию мощности осциллятора равной 1 выше 50%-ого порога и равной 0 ниже 50%-ого порога.
10	10
In the middle of the transition zone to the solar corona, we have (see the discussion in section 5.1) that $T \approx 500,000$ K, and $N_e \approx 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. These values correspond to $T \cdot N_e \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ K cm}^{-3}$. From Eq. (16) we get for these values that the 50% cut-off wavelength is 500 nm; that is, photons with wavelength shorter than 500 nm will be redshifted more than 50% of the maximum redshift. Above the cut-off limit the temperature usually increases sharply and the density continues to decrease until the entire solar spectrum is redshifted.	В середине переходной зоны к солнечной короне мы имеем (см. обсуждение в Разделе 5.1), что $T \approx 500\,000$ К, и $N_e \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Эти значения соответствуют $T \cdot N_e \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ К см}^{-3}$. Из уравнения (16) мы получаем для этих значений, что 50%-ая пороговая длина волны составляет 500 нм; то есть, фотоны с длиной волны короче 500 нм будут иметь красное смещение больше чем 50 % максимального красного смещения. Выше - пороговый предел температуры обычно увеличивается резко, и плотность продолжает уменьшаться, пока весь солнечный спектр не станет иметь красное смещение.
Detailed analysis shows that for a quiescent corona, the redshift heating exceeds the X-ray and recombination cooling in the transition zone to the corona. This causes the temperature to increase to about two million degrees (see	Подробный анализ показывает, что для находящейся в покое короны нагревание от красного смещения превышает рентгеновское и рекомбинационное охлаждение в переходной зоне к короне. Это заставляет температуру увеличиваться приблизительно до двух

<p>sections 5.1 and 5.2). Below this maximum temperature, a significant fraction of the heating in the upper transition zone leaks by conduction into the lower transition zone and helps compensate the greater recombination cooling. The unevenness in the heat conduction and the effects from the magnetic field cause some turbulence in the transition zone. For shorter frequencies, the cut-off penetrates deeper into the transition zone. For example, for about the same pressure, we get from Eq. (16) that when $T \approx 200,000$ K, the 50% cut-off wavelength is $\lambda_{0.5} \approx 121.5$ nm = 1215 Å.</p>	<p>миллионов градусов (см. Разделы 5.1 и 5.2). Ниже этой максимальной температуры существенная доля нагревания в верхней переходной зоне перетекает с помощью теплопроводности в более низкую переходную зону и помогает компенсировать большее рекомбинационное охлаждение. Неоднородности в теплопроводности и воздействия от магнитного поля вызывают некоторую турбулентность в переходной зоне. Для более коротких частот порог проникает глубже в переходную зону. Например, для приблизительно того же самого давления, мы получаем из уравнения (16), что когда $T \approx 200\,000$ K, 50%-ая пороговая длина волны $\lambda_{0.5} \approx 121.5$ нм = 1215 Å.</p>
<p>3.3. Photon width</p>	<p>3.3. Ширина фотона</p>
<p>We see from Eq. (18) that the redshift is proportional to the photon width, γ. Different broadening effects broaden the photon width. For example, at the center of the solar disk, where the pressure in the line forming elements is greatest, the measured photon-width, $\gamma = \gamma_i$, of the Na-I 589.592 nm resonance-line is about 17 times the classical width, $\gamma_0 = \beta_0 \omega^2 = 6.266 \cdot 10^{-24} \omega^2$, which in this case is about equal to the quantum mechanical width of the photons from the undisturbed sodium atom. However, we have also that after the emission, when the photon penetrates and interacts with the electron plasma, the photon's initial width should approach the photon width, γ_0, which is the natural quantum mechanical and classical width of photons interacting with an electron plasma. We do not know exactly how fast the redistribution of the frequencies within the photon takes place, or how fast the photon width approaches the classical width, γ_0; but we assume that the small incremental change in the width on the stretch dx is proportional to the difference in the actual width and the final classical width and proportional to the plasma redshift. We set</p>	<p>Мы видим из уравнения (18), что красное смещение пропорционально ширине фотона γ. Различные расширяющие явления увеличивают ширину фотона. Например, в центре солнечного диска, где давление на элементы, формирующие линии, является самым большим, то измеряемая ширина фотона $\gamma = \gamma_i$, резонансной линии Na-I 589.592 нм – приблизительно в 17 раз больше классической ширины, $\gamma_0 = \beta_0 \omega^2 = 6.266 \cdot 10^{-24} \omega^2$, которая в этом случае примерно равна квантовомеханической ширине фотонов от невозбужденного атома натрия. Однако, мы имеем также, что после испускания, когда фотон проникает и взаимодействует с электронной плазмой, начальная ширина фотона должна быть примерно равна ширине фотона γ_0, которая является естественным квантовомеханической и классической шириной фотонов, взаимодействующих с электронной плазмой. Мы не знаем точно, как быстро происходит перераспределение частот в фотоне, или как быстро ширина фотона приближается к классической ширине γ_0; но мы предполагаем, что небольшое возрастающее изменение в ширине на участке dx пропорционально разности фактической ширины и конечной классической ширины и пропорционально плазменному красному смещению. Мы устанавливаем</p>

$d\gamma = -\xi \frac{(\gamma-\gamma_0)\omega}{\gamma_0} \frac{4\pi}{3} r_e^2 N_e dx, \quad (19)$	$d\gamma = -\xi \frac{(\gamma-\gamma_0)\omega}{\gamma_0} \frac{4\pi}{3} r_e^2 N_e dx, \quad (19)$
<p>where γ_0 is the classical width as well as the quantum mechanical width of photons penetrating and interacting with the electron plasma. In Eq. (19), ξ is an adjustment factor, and its value is to be determined experimentally. (When we have a better theory for the forces within the photon, we may be able to determine this factor theoretically, but at this stage we suggest that it be determined experimentally. A rough estimate for the resonance line of Na-I in the Sun indicates that ξ is about 0.25). From Eq. (19) we determine γ as a function of x, and insert that value into Eq. (18). For oscillator strength function $F_1(a)$ equal to 1, Eq. (18) takes the form</p>	<p>где γ_0 - классическая ширина, так же как квантовомеханическая ширина фотонов, проникающих и взаимодействующих с электронной плазмой. В уравнении (19) ξ - корректирующий коэффициент, и его значение должно быть определено экспериментально. (Когда у нас будет лучшая теория для сил в пределах фотона, мы может быть будем способны определить этот коэффициент теоретически, но на данном этапе мы предлагаем, чтобы он был определен экспериментально. Приблизительная оценка для резонансной линии Na-I на солнце указывает, что ξ - приблизительно 0.25). Из уравнения (19) мы определяем γ как функцию x, и подставляем его в уравнение (18). Для силовой функции осциллятора $F_1(a)$, равной 1, уравнение (18) принимает вид</p>
$\ln(1+z) = 3.326 \cdot 10^{-25} \int_0^R N_e dx + \frac{\gamma-\gamma_0}{\xi\omega} = 3.326 \cdot 10^{-25} \int_0^R N_e dx + \frac{\delta\lambda_i - \delta\lambda_0}{\xi\lambda}$	$, \quad (20)$
<p>where γ_i s⁻¹ or $\delta\lambda_i$ cm, are the initial photon widths Stark broadened, or broadened by collisions and pressure, while $\gamma_0 = \beta_0\omega^2 = 6.266 \cdot 10^{-24} \omega^2$ s⁻¹ or $\delta\lambda_0 = 0.118$ mÅ, are the final photon widths, which are equal to the classical photon widths and independent of the pressure. The second term on the right side of Eq. (20) is often a small correction to the first term. For small redshifts, such as those in the corona of the Sun and in stars, it is usually significant and varies from line to line depending on the initial line strength and on the collision broadening and Stark broadening.</p>	<p>где γ_i в сек⁻¹ или $\delta\lambda_i$ в см - начальные ширины фотона, уширенные по Штарку, или уширенные столкновениями и давлением, в то время как $\gamma_0 = \beta_0\omega^2 = 6.266 \cdot 10^{-24} \omega^2$ с⁻¹ или $\delta\lambda_0 = 0.118$ мÅ, окончательные ширины фотона, которые равны классическим ширинам фотона и не зависят от давления. Второй член в правой стороне уравнения (20) часто является небольшим исправлением к первому члену. Для небольших красных смещений, таких как в короне Солнца и звезд, он является обычно существенным и изменяется от линии к линии в зависимости от мощности исходной линии и при ударном расширении, и при уширении Штарка.</p>
<p>In the Sun, the collision broadening is small for some of the lines. The redshift for these lines increases strongly from the center to limb, because the integration path in the corona is longer as we approach the limb and because the second term is small.</p>	<p>На Солнце ударное расширение является небольшим для некоторых из линий. Красное смещение для этих линий увеличивается строго от центра к лимбу, потому что суммарный путь в короне увеличивается по мере приближения к лимбу и потому что второй член является небольшим.</p>
11	11
<p>For these lines the center-to-limb variation is large, as we will see in section 5.6. For other lines the collision broadening is</p>	<p>Для этих линий изменение центр-лиimbus является большим, как мы увидим в Разделе 5.6. Для других линий ударное расширение является</p>

<p>large. The second term on the right side of Eq. (20) is then large at the center of the solar disk, but it decreases usually as we get closer to the limb due to the lower pressure in the line forming elements. The second term of these lines is then large at the center than at the limb. This may partially cancel the center to limb variation caused by the first term. The center to limb variations give us therefore good opportunity to check the theory against observations, as we will see in section 5.6.</p>	<p>большим. Второй член в правой стороне уравнения (20) тогда является большим в центре солнечного диска, но он обычно уменьшается при приближении к лимбу из-за более низкого давления на элементы, формирующие эти линии. Значит, второй член этих линий является в центре большим, чем в лимбе. Это может частично нейтрализовать изменение центр-лиimb, вызванное первым членом. Изменение центр-лиimb даёт нам поэтому хорошую возможность проверить теорию в зависимости от наблюдений, как мы увидим в Разделе 5.6.</p>
<p>The second term of Eq. (20) is also very important in collapsars, such as the White Dwarfs, because of the large pressure broadenings, which causes the second term to be a large fraction of the total redshift. When we perform the integration that results in Eq. (20), we can see that column density that results in the second term is relatively small, or $\int N_e dx \approx 10^{18}$. We cannot discern the center-to-limb effect in the collapsars, but the redshift will vary from line to line depending on the photon width, which is caused mainly by pressure broadening (including Stark broadening).</p>	<p>Второй член уравнения (20) также очень важен в коллапсарах, таких как Белые карлики, из-за большого расширяющего давления, которое заставляет второй член быть большой долей полного красного смещения. Когда мы выполняем интегрирование, нужное в уравнении (20), мы можем видеть, что плотность столба, получающаяся во втором члене, является относительно небольшой, или $\int N_e dx \approx 10^{18}$. Мы не можем заметить явление центр-лиimb в коллапсарах, но красное смещение изменится от линии к линии в зависимости от ширины фотона, которая вызвана главным образом расширяющим давлением (включая уширение Штарка).</p>
<p>Another interesting characteristic, is that even when the column density in the corona, the first term on the right side of Eq. (20), is relatively small, the second term is important as it requires only small column density, or only about $\int N_e dx \approx 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. The electron density integral in interstellar space is large enough. The collapsar would therefore show plasma redshift, even if they had little or no corona, such as a relatively cold collapsar. This gives us another method to compare the theoretical prediction with observations; see section 5.6.4.</p>	<p>Другая интересная характеристика состоит в том, что, даже когда плотность столба в короне (первый член в правой стороне уравнения (20)), является относительно небольшой, второй член важен, поскольку он требует только небольшой плотности столба, или только примерно $\int N_e dx \approx 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Интеграл концентрации электронов в межзвездном пространстве является достаточно большим. Коллапсар поэтому показал бы плазменное красное смещение, даже если бы у него была небольшая или отсутствовала совсем корона, например, как относительно холодный коллапсар. Это даёт нам другой метод для сравнения теоретического предсказания с наблюдениями; см. Раздел 5.6.4.</p>
<p>4. Effect of magnetic fields</p>	<p>4. Эффект магнитных полей</p>
<p>In sections 2 and 3, we disregarded magnetic fields mainly because exact calculations that include their effects lead</p>	<p>В Разделах 2 и 3 мы игнорировали магнитные поля главным образом потому, что точные вычисления, которые включают их эффекты,</p>

<p>to significant complications. Had we included the magnetic fields from the start, we might have lost sight of the simplicity and basic nature of the plasma redshift. When the photon's polarization is in the direction of the magnetic field, the dielectric constant is largely unchanged; however, when it is in a plane perpendicular to the magnetic field, the dielectric constant is affected significantly. Polarization produced by an external force in one direction may then cause a force on the charge in other directions. The isotropic dielectric constant can be replaced by an anisotropic dielectric tensor. This tensor complicates the mathematical treatment. We must then solve Maxwell's equations together with the constitutive relations for current and magnetization in three dimensions.</p>	<p>приводят к значительным сложностям. Если бы мы включали магнитные поля с самого начала, мы, возможно, потеряли из виду простоту и основную природу плазменного красного смещения. Когда поляризация фотона - в направлении магнитного поля, то диэлектрическая проницаемость в значительной степени неизменна; однако, когда плоскость поляризации перпендикулярна магнитному полю, диэлектрическая проницаемость подвергается значительному влиянию. Поляризация, произведенная внешней силой в некотором направлении, может тогда вызвать силу, действующую на заряд в других направлениях. Изотропная диэлектрическая проницаемость может быть заменена анизотропным диэлектрическим тензором. Этот тензор усложняет математическое описание. Мы должны тогда решить уравнения Максвелла вместе с базовыми уравнениями для тока и намагничивания в трехмерном пространстве.</p>
<p>We are mainly interested in phenomena involving exchange of small energy quanta or low frequencies. From Maxwell equations and plane wave equations for the fields, we derive the homogeneous wave equation $\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{e}) + k^2 \epsilon \mathbf{e} = 0$, where \mathbf{k} is the wave vector, \mathbf{e} the polarization vector of the electromagnetic wave and ϵ is the dielectric tensor (see, for example, Sturrock 1994 [5]). The dispersion relation for waves propagating parallel to the magnetic field in the z direction is</p>	<p>Мы главным образом интересуемся явлениями, включающими обмен небольшими квантами энергии или низкими частотами. Из уравнений Максвелла и уравнений плоской волны для полей мы выводим однородное волновое уравнение $\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{e}) + k^2 \epsilon \mathbf{e} = 0$, где \mathbf{k} является волновым вектором, \mathbf{e} - вектор поляризации электромагнитной волны, и ϵ - диэлектрический тензор (см., например, Старрок (Sturrock) 1994 [5]). Дисперсионное соотношение для волн, распространяющихся параллельно магнитному полю в направлении z, есть</p>
	$\begin{vmatrix} \epsilon_{xx} - k^2/k_0^2 & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} - k^2/k_0^2 & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{vmatrix} = 0. \quad (21)$
<p>Due to the rotational symmetry and definition of the axes, and because an electric field when in the direction of the z-axis produces no coupling to the other axes, we have that: $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$, $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx}$, $\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = 0$, and $\epsilon_{yz} = -\epsilon_{zy} = 0$. In the very long wavelength limit, we make the approximation that the wave vector k is independent of the dielectric constant. We can then write the dielectric tensor in the form</p>	<p>Из-за осевой симметрии и определения осей, и потому что электрическое поле, направленное вдоль оси Z, не образует связи с другими осями, получаем, что: $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$, $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx}$, $\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = 0$, и $\epsilon_{yz} = -\epsilon_{zy} = 0$. В пределе очень длинных волн мы делаем аппроксимацию, что волновой вектор k независим от диэлектрической проницаемости. Мы можем тогда записать диэлектрический тензор в виде:</p>

	$\left\{ \begin{array}{ccc} 1 - \frac{\omega_p^2 \tilde{\omega}}{\omega(\tilde{\omega}^2 - \omega_c^2)} & i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\tilde{\omega}^2 - \omega_c^2)} & 0 \\ -i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\tilde{\omega}^2 - \omega_c^2)} & 1 - \frac{\omega_p^2 \tilde{\omega}}{\omega(\tilde{\omega}^2 - \omega_c^2)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \tilde{\omega}} \end{array} \right\}, \quad (22)$
12	12
where $\omega_c = eB/(m_e c)$ is the cyclotron frequency, and where $\tilde{\omega} = \omega - i\beta\omega^2$. From Eq. (21) we have that	где $\omega_c = eB/(m_e c)$ - циклотронная частота, и где $\tilde{\omega} = \omega - i\beta\omega^2$. Из уравнения (21) мы имеем, что
	$[(\epsilon_{xx} - k^2/k_0^2)^2 - \epsilon_{xy}\epsilon_{yx}] \epsilon_{zz} = 0. \quad (23)$
The root $\epsilon_{zz} = 1 - \omega_p^2/(\omega\tilde{\omega}) = 0$, or $\omega_{p=}^2 = \omega^2 - i\beta\omega^3$ corresponds to the plasmon oscillation along the z-axis. For the other roots we have	Корень $\epsilon_{zz} = 1 - \omega_p^2/(\omega\tilde{\omega}) = 0$, или $\omega_{p=}^2 = \omega^2 - i\beta\omega^3$ соответствует вибрации плазмы вдоль оси Z. Для других корней мы имеем
	$\left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \approx \epsilon_{xx} \pm \sqrt{\epsilon_{xy}\epsilon_{yx}} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\tilde{\omega} \pm \omega_c)}. \quad (24)$
In the case when the minus sign in the denominator is valid, we have for $0 < \omega \ll \omega_c$ and for $\omega\omega_c \ll \omega_p^2$, that $v_{ph}/c = k_0/k \approx (\omega\omega_c)^{1/2}/\omega_p \approx (\omega)^{1/2}(B/(4\pi e c N_e))^{1/2}$, where V_{ph} is the phase velocity of the helicons traveling along the magnetic field lines or of the whistler waves in the ionosphere. Our main interest, however, is the photon's attenuation factor. We get:	В случае, когда отрицательный знак в знаменателе справедлив, мы имеем для $0 < \omega \ll \omega_c$ и для $\omega\omega_c \ll \omega_p^2$, что $v_{ph}/c = k_0/k \approx (\omega\omega_c)^{1/2}/\omega_p \approx (\omega)^{1/2}(B/(4\pi e c N_e))^{1/2}$, где v_{ph} - фазовая скорость геликонов, перемещающихся вдоль линий магнитного поля или вистлер-волн в ионосфере. Наш главный интерес, однако, касается коэффициента затухания фотона. Мы имеем:
$\frac{2nk\omega}{\epsilon\bar{\epsilon}} = \frac{\beta\omega^4\omega_p^2}{(\omega_p^2 - \omega^2 \pm \omega_c\omega)^2 + \beta^2\omega^6}. \quad (25)$	$\frac{2nk\omega}{\epsilon\bar{\epsilon}} = \frac{\beta\omega^4\omega_p^2}{(\omega_p^2 - \omega^2 \pm \omega_c\omega)^2 + \beta^2\omega^6}. \quad (25)$
The main result is that the magnetic field splits each of the poles for the dielectric constant in the complex plane into two poles if the photon's polarization is perpendicular to the field. In the upper plane, seven poles would then replace the four poles given by Eq. (6). But the sum of the oscillator strengths and the sum of the residues are the same as in a plasma free of magnetic fields.	Главный результат - то, что магнитное поле разделяет каждый полюс для диэлектрической постоянной в комплексной плоскости на два полюса, если поляризация фотона перпендикулярна полю. В верхней плоскости семь полюсов тогда заменили бы четыре полюса, данные уравнением (6). Но сумма сил осциллятора и сумма вычетов та же самая, как и в плазме, свободной от магнитных полей.
At lower temperatures it often can be assumed that the dielectric constant is constant and equal to one. We can set the magnetic field \mathbf{H} equal to a rotation of a vector potential, $\mathbf{H} = \text{curl } \mathbf{A}$. To the Hamiltonian operator (8), we must add two terms given by	При более низких температурах часто можно предполагать, что диэлектрическая проницаемость постоянна и равна 1. Мы можем установить магнитное поле \mathbf{H} равным вращению вектор-потенциала, $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$. К Гамильтониану (8), мы должны прибавить два члена:

	$\frac{ie\hbar}{mc} \mathbf{A} \cdot \mathbf{grad} + \frac{e^2}{2mc^2} \mathbf{A}^2 = -\frac{e}{2mc} \mathbf{H} \cdot \mathbf{L} + \frac{e^2}{8mc^2} H^2 r^2 (\sin \theta)^2, \quad (26)$
<p>where $\mathbf{A} = (1/2) \mathbf{H} \times \mathbf{r}$ and $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ are the vector potential and the angular momentum of a centrally bound electron, respectively, and θ is the angle between \mathbf{r} and \mathbf{H}. The charge e of the electron is a negative number. We could in the usual way also add the electron spin term - $e\hbar S/(mc)$. At very low field strengths and low temperatures, the usual quantum mechanical calculations for bound electrons show that the angular momentum term and the spin dominate the second term. The energy levels given by Eq. (9) will then split up into many very close states defined by the quantum number m, and the states become nondegenerate.</p>	<p>где $\mathbf{A} = (1/2) \mathbf{H} \times \mathbf{r}$ и $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ - вектор-потенциал и угловой момент центрально связанного электрона, соответственно, и θ - угол между \mathbf{r} и \mathbf{H}. Заряд e электрона является отрицательным числом. Мы могли обычным способом, также прибавить член спина электрона $-e\hbar S/(mc)$. При очень низких напряженностях поля и низких температурах, обычные квантово-механические вычисления для связанных электронов показывают, что член углового момента и член спина доминируют над вторым членом. Энергетические уровни, данные уравнением (9), тогда разделяются на многие очень близкие состояния, определенные квантовым числом m, и эти состояния становятся невырожденными.</p>
<p>For strong fields in plasmas at high temperatures (large r), the second term on the right side of Eq. (26) dominates. In hot plasmas the first term and the spin term can then usually be disregarded. The displacement and the line widths are then proportional to B^2. For large \mathbf{B} and \mathbf{r} in hot plasmas, the problems can also be treated semiclassically. The electrons lose energy as they encircle the magnetic field lines. This energy loss corresponds to an increase in the transition rates in the usual way. The corresponding increase in the damping factor β can be taken into account by multiplying Eq. (16) by a factor given by</p>	<p>Для сильных полей в плазме при высоких температурах (больших r), доминирует второй член в правой стороне уравнения (26). В горячих плазмах тогда можно обычно игнорировать первый член и член спина. Смещение и ширина линии тогда пропорциональны B^2. Для больших \mathbf{B} и \mathbf{r} в горячих плазмах, задачи можно также решать полуклассически. Электроны теряют энергию, поскольку они окружены линиями магнитного поля. Эта потеря энергии соответствует увеличению темпа перехода в обычном рассмотрении. Соответствующее увеличение декремента затухания β может быть принято во внимание с помощью умножения уравнения (16) на коэффициент:</p>
	$F_B = \left(1 + b \frac{\omega_c^2}{\omega_p^2}\right) \approx \left(1 + 1.3 \cdot 10^5 \frac{B^2}{N_e}\right), \quad (27)$
<p>where in the nonrelativistic approximation, we have set $b = 4/3$, and where ω_c and ω_p are the cyclotron and plasma frequencies, respectively, B the field in gauss units, and N_e is the electron density in cm^{-3}. When applying this factor to Eq. (16) we get for the 50% cut-off wavelength that</p>	<p>где в нерелятивистской аппроксимации мы установили $b = 4/3$, и где ω_c и ω_p - циклотронная и плазменная частоты, соответственно, B - поле в гауссах, и N_e - концентрация электронов в см^{-3}. Применяя этот коэффициент к уравнению (16) мы получаем для 50%-ой пороговой длины волны, что</p>
	$\lambda_{0,5} = 3.185 \cdot 10^{-6} \left(1 + 1.3 \cdot 10^5 \frac{B^2}{N_e}\right) \frac{T}{\sqrt{N_e}}, \quad (28)$
<p>At extremely high temperature, we must include a factor that takes into account relativistic effects. However, for the</p>	<p>При чрезвычайно высокой температуре мы должны включать коэффициент, который принимает во внимание релятивистские</p>

redshift in the solar corona and in most astrophysical plasmas, this factor, which is about $[1 + (1 - v^2/c^2)^{-1/2}]/2$, is not important.	эффекты. Однако, для красного смещения в солнечной короне и в большей части астрофизической плазмы этот коэффициент, примерно равный $[1 + (1 - v^2/c^2)^{-1/2}]/2$, не существует.
13	13
5. Comparing plasma-redshift theory with experiments	5. Сравнение теории плазменного красного смещения с экспериментами
Comparison of the plasma-redshift theory with an experimental finding often requires a thorough review of the experimental design and extensive calculations. In sections 5.1 to 5.12, we will discuss briefly applications of the plasma-redshift theory, and compare its predictions with the observations.	Сравнение теории плазменного красного смещения с экспериментальным результатом исследования часто требует полного обзора экспериментальной разработки и обширных вычислений. В Разделах 5.1 - 5.12, мы кратко обсудим применения теории плазменного красного смещения, и сравним её предсказания с наблюдениями.
5.1. Transition zone to solar corona and the region of spicules	5.1. Переходная зона к солнечной короне и область спикул
The plasma redshift is significant for light with a wavelength less than a certain wavelength $\lambda_{0.5}$, which depends on the temperature, density and the magnetic field in accordance with Eq. (28). According to Vernazza et al. [6], the product of density and temperature in the transition zone to the solar corona is $N_e T \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$. When the temperature is 500,000 K, the electron density $N_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$, and the magnetic field B equal to zero, we get from Eq. (28) that photospheric light with wavelength less than cut-off wavelength $\lambda_{0.5} = 500 \text{ nm}$ is plasma redshifted. If the magnetic field B is 20 gauss, the cut-off wavelength increases by 5%; and if B is 100 gauss the cut-off wavelength increases by 130%. That is, the cut-off wavelength increases as the magnetic field increases. We have also that the cut-off wavelength $\lambda_{0.5} = 500 \text{ nm}$ reaches deeper into the transition zone, as the magnetic field increases.	Плазменное красное смещение является существенным для света с длиной волны меньше чем определенная длина волны $\lambda_{0.5}$, которая зависит от температуры, плотности и магнитного поля в соответствии с уравнением (28). Согласно Вернацца (Vernazza) и др. [6], произведение плотности и температуры в переходной зоне к солнечной короне $N_e T \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$. Когда температура составляет 500 000 К, концентрации электронов $N_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$, и магнитное поле B нулевое, мы получаем из уравнения (28), что фотосферный свет с длиной волны меньше чем пороговая длина волны $\lambda_{0.5} = 500 \text{ nm}$ имеет плазменное красное смещение. Если магнитное поле B составляет 20 гаусс, пороговая длина волны увеличивается на 5 %; и если B составляет 100 гаусс, пороговая длина волны увеличивается на 130 %. Таким образом, пороговая длина волны растёт при увеличении магнитного поля. Мы имеем также, что пороговая длина волны $\lambda_{0.5} = 500 \text{ nm}$ достигается глубже в переходной зоне по мере увеличения магнитного поля.
The notation $\lambda_{0.5}$ means that the redshift is 50% of its maximum value. Shorter wavelengths will be redshifted more than 50% and longer wavelengths less than 50%. A more detailed evaluation is obtained by using Eq. (18) and by	Обозначение $\lambda_{0.5}$ означает, что красное смещение составляет 50 % своего максимального значения. Более короткие длины волны будут смещены больше, чем на 50%, и более длинные – меньше, чем на 50 %. Более детализированная оценка получается при

<p>determining for each wavelength the value of the function $F_1(\alpha)$, which is given by Eq. (14) and Table 1. The plasma redshift of a photon means that the photon loses energy. This energy loss consists of low energy quanta, which are immediately absorbed (evanescent) in the plasma and cause a corresponding increase in the plasma temperature. According to Eq. (28), shorter wavelengths can be redshifted at lower temperature and or at higher densities. For the magnetic field \mathbf{B} about equal to zero, the cut-off for the shorter wavelengths is deep in the transition zone, and the cut-off for the longer wavelengths is high in the transition zone. For this reason, we have that short-wavelength light is plasma redshifted slightly more than the long-wavelength light. However, the transition zone is short so usually this is a small effect on the measured redshift, except for the very short-wavelength light. Thus, the cut-off zone for the photospheric light is not sharp. Besides the external light from the photosphere, we must sometimes take into account also the internal short wavelength light in the plasma. This internal light in the plasma, mostly short wavelength light, below the L_α-limit, often has high intensity and high optical density.</p>	<p>использовании уравнения (18) и определении для каждой длины волны значение функции $F_1(\alpha)$, которое дано уравнением (14) и Таблицей 1. Плазменное красное смещение фотона означает, что фотон теряет энергию. Эта потеря энергии состоит из квантов малой энергии, которые немедленно (быстро) поглощаются в плазме и вызывают соответствующее увеличение температуры плазмы. Согласно уравнению (28), более короткие длины волны могут иметь красное смещение при более низкой температуре и/или при более высокой плотности. Для почти нулевого магнитного поля \mathbf{B} порог для более коротких длин волны лежит глубже в переходной зоне, и порог для более длинных длин волны - выше. Поэтому мы имеем, что коротковолновой свет имеет немного большее плазменное красное смещение, чем свет длинноволновой. Однако, переходная зона короткая, поэтому обычно этот эффект небольшой в измеряемом красном смещении, за исключением света с очень короткой длиной волны. Таким образом, пороговая зона для фотосферного света не является резкой. Помимо внешнего света от фотосферы, мы должны иногда принимать во внимание также внутренний коротковолновой свет в плазме. У этого внутреннего света в плазме, главным образом, коротковолнового, ниже L_α-предела, часто имеется высокая интенсивность и высокая оптическая плотность.</p>
<p>9. Here redshift in plasma depends on frequency. But an observable cosmological redshift (CRS) is almost independent on frequency of light . The hypothesis is salvaged by that that the difference of redshifts specified above, for the intergalactic plasma is outside of a possibility of measurings.</p>	<p>9. Здесь красное смещение света в плазме зависит от частоты. Но наблюдаемое космологическое красное смещение (ККС) от частоты света практически независимо. Гипотезу спасает то, что указанная выше разность красных смещений для межгалактической плазмы находится за пределами возможности измерений.</p>
<p>The region of spicules covers the upper chromosphere, where $2 \cdot 10^4 \leq T \leq 2 \cdot 10^5$ K, and the transition zone, where $2 \cdot 10^5 \leq T \leq 7 \cdot 10^5$ K. The height of the spicules region is from about 2,150 km to about 15,000 km above the photosphere. As described by Feldman et al. [7], Friedman [8], Hollweg [9], and Goodman [10], this</p>	<p>Область спикул покрывает верхнюю хромосферу, где $2 \cdot 10^4 \leq T \leq 2 \cdot 10^5$ K, и переходную зону, где $2 \cdot 10^5 \leq T \leq 7 \cdot 10^5$ K. Высота области спикул приблизительно от 2 150 км до 15 000 км выше фотосферы. Как описано Фельдманом (Feldman) и др. [7], Фридманом (Friedman) [8], Холлвегом (Hollweg) [9], и Гудманом (Goodman) [10], эта область</p>

<p>region is broader than the corresponding region in the models by Vernazza et al. [6]. The models by Vernazza et al. assume that the isothermal surfaces are stratified horizontally, while in fact they may sometimes be nearly vertical and roughly parallel to the surfaces of the spicules between huge plasma-redshift heated "bubbles", as described in the following paragraphs.</p>	<p>более широкая, чем соответствующая область в моделях Вернацца и др. [6]. Модели Вернацца и др. предполагают, что изотермические поверхности расслаиваются горизонтально, в то время как фактически они могут иногда быть почти вертикальными и примерно параллельными к поверхностям спикул между огромными "пузырями", нагретыми ПКС, как описано в следующих параграфах.</p>
<p>The upper chromosphere is highly ionized and contains internally rather high intensity shortwavelength radiation emitted from highly excited states, including those of hydrogen and helium. The pressures, temperatures, and densities in the plasma fluctuate. In a small hot spot, a "bubble", the temperature may be about 100,000 K and the electron density $N_e \approx 4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, while the surrounding regions, the "walls" of the "bubble", contain slightly denser and colder plasma. The denser "walls" may emit more of the internal light, which may bounce back and forth across the hot region. The plasma-redshift heating is a first-order process in density, while the cooling processes are second order in density. The plasma redshift causes, therefore, the short-wavelength photons to deposit some of their energy in the less dense hot spots, the bubbles. The cooling due to recombination emission in the denser and colder "walls" is compensated to a lesser extent by the redshift heating. The plasma redshift enhances, therefore, temperature inhomogeneity and makes the hot low-density region, the "bubble", hotter, while the denser surrounding regions, the "walls", become colder. According to Eqs. (16) and (28), the 50% cut-off wavelength for the above-mentioned density</p>	<p>Верхняя хромосфера чрезвычайно ионизирована и содержит внутренне довольно высокую интенсивность коротковолнового излучение, испускаемого от очень возбужденных состояний, включая таковые у водорода и гелия. Давление, температура и плотность в плазме колеблются. В небольшой горячей области, "пузыре", температура может составить приблизительно 100 000 K, а концентрация электронов $N_e \approx 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, в то время как окружающие области, "стены" "пузыря", содержат немного более плотную и более холодную плазму. Более плотные "стены" могут излучать больше внутреннего света, который может отражаться туда-обратно сквозь горячую область. Нагревание от ПКС - процесс первого порядка по плотности, в то время как процессы охлаждения имеют второй порядок по плотности. ПКС, поэтому, приводит к переносу коротковолновыми фотонами части их энергии в менее плотные горячие области, пузыри. Охлаждение вследствие рекомбинационного испускания в более плотных и более холодных "стенах" компенсировано в меньшей степени нагреванием из-за красного смещения. ПКС увеличивает, поэтому, температурную неоднородность и делает горячую область с низкой плотностью, "пузырь", более горячим, в то время как более плотные окружающие области, "стены", становятся более холодными. Согласно уравнениям (16) и (28), 50% пороговая длина волны для вышеупомянутой плотности</p>
14	14
<p>and temperature and for low magnetic fields is initially in the hot, low-density region about 50.3 nm; and the analogous 10% cut-off wavelength, corresponding to</p>	<p>и температуры и для слабых магнитных полей, приблизительно 50.3 нм, находится первоначально в горячей области с низкой плотностью; и аналогичная 10% пороговая</p>

<p>$\alpha=2.671$ in Table 1, is about 116 nm. A magnetic field will increase the cut-off wavelength. In the bubbles, the very short wavelength internal light in the plasma may then initiate significant plasma-redshift heating.</p>	<p>длина волны, соответствующая $\alpha=2.671$ в Таблице 1, составляет приблизительно 116 нм. Магнитное поле увеличит пороговую длину волны. В пузырях очень короткая длина волны внутреннего света в плазме может тогда начать существенный нагрев с помощью ПКС.</p>
<p>The magnetic field enhances therefore the temperature inhomogeneity. In addition, the conversion of field energy to heat is strongest in the hot regions (see Appendix B). As the kinetic energy of a particle increases, its diamagnetic moment increases. This fact in turn reduces the H-field inside the hot low-density region and partially transforms the field energy to heat, while the fields from the diamagnetic moments inside the bubble combine to strengthen the H-field in the colder high-density region, the "walls".</p>	<p>Поэтому магнитное поле увеличивает температурную неоднородность. Кроме того, превращение энергии поля в тепло является более сильным в горячих областях (см. Приложение В). Поскольку кинетическая энергия частицы увеличивается, её диамагнитный момент увеличивается. Этот факт, в свою очередь, уменьшает H-поле внутри горячей области с низкой плотностью и частично преобразовывает энергию поля в тепло, в то время как поля от диамагнитных моментов в пузыре объединяются, чтобы усилить H-поле в более холодной области с высокой плотностью - в "стенах".</p>
<p>As the temperature in the hot region increases, some of the light from the photosphere will also be plasma redshifted, first the short-wavelength light, and then the longer-wavelength light. The plasma redshift deposits then a fraction of the photospheric photon energy in the "bubbles" in the transition zone, and accelerates conversion of magnetic field energy to heat.</p>	<p>Поскольку температура в горячей области увеличивается, часть света от фотосферы также будет иметь плазменное красное смещение, сначала коротковолновой свет, и затем свет длинноволновой. Плазменное красное смещение оставляет тогда часть энергии фотосферного фотона в "пузырях" в переходной зоне, и ускоряет превращение магнитной энергии в тепло.</p>
<p>A rough estimate of the plasma-redshift heating from the photosphere is obtained from the integrated intensity $I(R)$ over all directions of solar light penetrating each location in the transition zone and the corona. The light intensity from the photosphere decreases with R as</p>	<p>Грубая оценка нагревания от плазменного красного смещения света фотосферы получена из интегрируемой интенсивности $I(R)$ по всем направлениям солнечного света, проникающего через каждое место в переходной зоне и короне. Сила света от фотосферы уменьшается с ростом R как</p>
	$I(R) \approx I_0 2\pi \left(1 - \sqrt{1 - R_0^2/R^2}\right) = 2\sigma T^4 \left(1 - \sqrt{1 - R_0^2/R^2}\right) = 1.29 \cdot 10^{11} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - R_0^2/R^2}\right) \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad (29)$
<p>where R_0 is the solar radius. Low in the transition zone, we have that the parenthetical factor is close to 1, but farther away it approaches $0.5(R_0/R)^2$. In the transition zone, we can multiply Eq. (29) by the redshift given by Eq. (18) per cm of integration, and get for the photospheric light that</p>	<p>где R_0 - солнечный радиус. Низко в переходной зоне мы имеем коэффициент в скобках, близкий к 1, но чуть дальше он примерно равен $0.5(R_0/R)^2$. В переходной зоне мы можем умножить уравнение (29) на красное смещение, заданное уравнением (18) на 1см интегрирования, и получить для фотосферного света, что</p>

	$\frac{dQ_{heat}}{dt} = I(R) \frac{d\lambda}{\lambda} = 1.29 \cdot 10^{11} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - R_0^2/R^2}\right) 3.326 \cdot 10^{-25} \cdot F_1(\alpha) \frac{\gamma}{\gamma_0} N_e = 4.29 \cdot 10^{-14} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - R_0^2/R^2}\right) \cdot F_1(\alpha) \frac{\gamma}{\gamma_0} N_e \text{ эрг см}^{-3} \text{с}^{-1}$ <p style="text-align: center;">, (30)</p>
<p>where $\delta\lambda/\lambda$ is the redshift per cm of the plasma. This redshift heating density can be compared with net cooling density from recombination emission and X-ray emission, which according to Sutherland and Dopita [11] has a maximum cooling density of about $4.5 \cdot 10^{-22} N_i N_e \text{ erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ at a temperature of about 180,000 K, where $N_i = 0.917 N_e$ is the number density of positive ions. At lower and higher temperatures the cooling rate is lower. Below the temperature of about 30,000 K, and above about 800,000 K, the rate of cooling is less than $10^{-22} N_i N_e$. We will see later that the excess redshift heating in the corona leaks into the transition zone and that the conversion of magnetic heating is significant and may double the redshift heating in the transition zone. However, even when we disregard this additional heating, we see that the redshift heating given by Eq. (30) about balances the recombination emission and X-ray cooling, when the temperature is about one million degrees and the electron density $4.7 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ and $\gamma/\gamma_0 F_1(\alpha) \approx 1$.</p>	<p>где $\delta\lambda/\lambda$ - красное смещение на 1см плазмы. Эту плотность нагревания от красного смещения можно сравнить с плотностью охлаждения от рекомбинационной эмиссии и испускания рентгеновских лучей, у которой, согласно Сазерлэнду и Допите (Sutherland и Dopita) [11] есть максимальная плотность охлаждения приблизительно $4.5 \cdot 10^{-22} N_i N_e \text{ эрг см}^{-3} \text{с}^{-1}$ при температуре приблизительно 180 000 К, где $N_i = 0.917 N_e$ является концентрацией положительных ионов. При меньшей и большей температуре темп охлаждения будет ниже. Ниже температуры приблизительно 30 000 К и выше 800 000 К, темп охлаждения будет меньше чем $10^{-22} N_i N_e$. Мы увидим позже, что избыточное нагревание от красного смещения в короне перетекает в переходную зону и что превращение магнитного нагревания является существенным и может быть вдвое больше нагревания от красного смещения в переходной зоне. Однако, даже когда мы игнорируем это дополнительное нагревание, мы видим, что нагревание от красного смещения, задано уравнением(30) о балансах рекомбинационной эмиссии и рентгеновского охлаждения, когда температура - приблизительно один миллион градусов и концентрация электронов $4.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $\gamma/\gamma_0 F_1(\alpha) \approx 1$.</p>
<p>The initial photon width γ_i is often large due to broadening by collisions with neutral atoms, Fourier field components of charged particles, the Stark effect, and stimulated emissions. Holweger [12] found that the initial photon widths of the sodium resonance lines 588.995 and 589.592 nm, which are formed high in the photosphere, are about 0.202 pm. This width is about 17 times the classical photon width of 0.0118 pm. We do not know the average photon width, but for many lines it is between 1 and 20 times the classical width. The second electron in the important H-species is loosely bound and sensitive to collision broadening by neutral atoms, by the</p>	<p>Начальная ширина фотона γ_i часто большая в силу расширения при столкновениях с нейтральными атомами, компонентами поля Фурье заряженных частиц (эффекта Штарка) и стимулированных излучений. Холвегер (Holweger) [12] нашёл, что начальные ширины фотона резонансных линий натрия 588.995 нм и 589.592 нм, которые сформированы высоко в фотосфере, имеют ширину приблизительно 0.202 пм. Эта ширина примерно в 17 раз больше классической ширины фотона 0.0118 пм. Мы не знаем среднюю ширину фотона, но для многих линий она от 1 до 20 раз больше классической ширины. Второй электрон в важной разновидности ионизированного водорода H свободно связан и чувствителен к ударному</p>

<p>Fourier field harmonics of the fast moving electrons, and also by stimulated emissions and absorptions. Many of the Ca-II and Mg-II lines have very broad photon widths, while some weak lines have small photon widths. In the balance of heating and cooling, we should consider also other processes, and different modes of heat transport. However, other authors, such as Vernazza et al. [6], have done so. The present focus is to evaluate only the photon-width portion directly related to the plasma redshift, which has not been considered by others.</p>	<p>расширению нейтральными атомами, гармоникой области Фурье быстро движущихся электронов, и также стимулируемыми излучениями и поглощениями. Многие из линий Ca-II и Mg-II имеют очень большую ширину фотона, в то время как некоторые слабые линии имеют небольшую ширину фотона. В балансе нагревания и охлаждения, мы должны рассмотреть также другие процессы, и различные моды передачи тепла. Другие авторы, такие как Вернацца(Vernazza) и др. [6], сделали именно так. Теперь цель в том, чтобы оценить только часть ширины фотона, прямо связанную с ПКС, что не рассмотрено другими.</p>
15	15
<p>The increase in redshifts due to broadenings of photon widths is significant in the transition zone, but less in the corona, because in the corona the photon width is close to the classical width. This estimate is based on comparison of observed redshifts of Fraunhofer lines with Eq. (20). Presently, this estimate is imprecise and will have to be improved as the photon widths become better determined. The heating by conversion of the magnetic field is most important in the spicules region, as discussed in Appendix B, because the field is stronger and because the mutual induction between the diamagnetic moments of the charged particles and the currents creating the magnetic field is larger low in the transition region than high in the corona.</p>	<p>Увеличение красных смещений из-за уширения ширины фотона является существенным в переходной зоне, но менее существенным в короне, потому что в короне ширина фотона близка к классической ширине. Эта оценка основана на сравнении наблюдаемых красных смещений Фраунгоферовых линий с уравнением (20). Теперь эта оценка неточна и должна будет быть улучшена, поскольку ширина фотона становится лучше определенной. Нагревание с помощью магнитного поля является самым важным в области спикул, как обсуждено в Приложении В, потому что поле более сильное и потому что взаимоиנדукция между диамагнитными моментами заряженных частиц и токов, создающих магнитное поле, более низкая в области перехода, чем - высоко в короне.</p>
<p>The red shift experiments indicate that the second term on the right side of Eq. (20) is on the order of 10^{-6}. The integrated heating derived from this second term is then on the order of $1.29 \cdot 10^{11} \cdot 10^{-6} = 1.3 \cdot 10^5$ erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ which is deposited mainly in the transition zone. In addition, we have the heating from the first term, which can be obtained by integrating the first term on the right side of Eq. (20) along the line of sight from the observer to the different points on the solar disk. Much of the heating by this term, about $1.1 \cdot 10^5$ erg cm^{-2}</p>	<p>Эксперименты по красному смещению указывают, что второй член в правой стороне уравнения (20) имеет порядок 10^{-6}. Суммарное нагревание, выведенное из этого второго члена, имеет порядок $1.29 \cdot 10^{11} \cdot 10^{-6} = 1.3 \cdot 10^5$ эрг $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$, который размещен главным образом в переходной зоне. Кроме того, у нас есть нагревание от первого члена, который может быть получен, интегрируя первый член в правой стороне уравнения (20) вдоль линии от наблюдателя к различным точкам на солнечном диске. Большая часть нагревания этим членом, приблизительно $1.1 \cdot 10^5$ эрг $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ уходит из-</p>

<p>2s^{-1} leaks by conduction into the transition zone, as we show in section 5.2. The total plasma-redshift heating in the spicules region and in the corona is then about $2.4 \cdot 10^5 \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.</p>	<p>за теплопроводности в переходную зону, как мы показываем в Разделе 5.2. Полное ПКС-нагревание в области спикул и в короне тогда примерно $2.4 \cdot 10^5 \text{ эрг см}^{-2}\text{сек}^{-1}$.</p>
<p>In addition to this direct plasma-redshift heating, we have heating by conversion of the magnetic field to heat, which is often initiated by the plasma redshift, as described in Appendix B. The magnetic heating consists of two major contributions:</p>	<p>В дополнение к этому прямому нагреванию плазменным красным смещением у нас есть нагревание преобразованием магнитного поля в тепло, которое часто инициируется ПКС, как описано в Приложении В. Магнитное нагревание состоит их двух главных вкладов:</p>
<p>1. The conversion of magnetic field energy to heat. This conversion is often induced by the increase in the diamagnetic moments caused by the redshift heating. The increase in the diamagnetic moments induces electromotive forces that oppose the magnetic field and the currents that generate it. This effect is most prominent in the hot bubbles between the spicules in the transition zone.</p>	<p>1. Преобразование магнитной энергии в тепло. Это преобразование часто стимулируется увеличением диамагнитных моментов, вызванным нагреванием от красного смещения. Увеличение диамагнитных моментов индуцирует электродвижущие силы, которые противодействуют магнитному полю и токам, которые генерируют их. Это явление является самым заметным в горячих пузырях между спикулами в переходной зоне.</p>
<p>2. The repulsion of the diamagnetic moments by the outward decreasing magnetic field. This repulsion is important for accelerating the solar wind, as shown in section 5.3.</p>	<p>2. Отталкивание диамагнитных моментов уменьшающимся магнитным полем направленным наружу. Это отталкивание важно для ускорения солнечного ветра, как показано в Разделе 5.3.</p>
<p>The plasma redshift has a tendency to create "bubble" like structures in the upper chromosphere, because the plasma redshift is a first-order process in the electron density, while the cooling processes are second (or higher) order processes in the density. The plasma redshift therefore enhances the inhomogeneity in temperature. Initially, the "internal" light in the plasma in the upper chromosphere contributes to the plasma redshift and the unevenness in temperature. This "internal" light is rich in high-energy, short-wavelength photons from the Lyman series in hydrogen and helium transition lines, as hydrogen and helium are highly ionized in the upper chromosphere. Subsequently, as the temperature in the hot "bubbles" increases, also the light from the photosphere is redshifted in the "bubbles". If for a moment, we disregard the</p>	<p>У плазменного красного смещения есть тенденция создавать "пузыри" как структуры в верхней хромосфере, потому что плазменное красное смещение – процесс первого порядка в концентрации электронов, в то время как процессы охлаждения являются процессами второго (или выше) порядка в концентрации. ПКС поэтому увеличивает неоднородность температуры. Первоначально, "внутренний" свет в плазме в верхней хромосфере способствует плазменному красному смещению и неровности в температуре. Этот "внутренний" свет богат высокоэнергетичными, коротковолновыми фотонами из переходных линий серии Лаймана водорода и гелия, поскольку водород и гелий чрезвычайно ионизированы в верхней хромосфере. Впоследствии, по мере увеличения температуры в горячих "пузырях", также свет от фотосферы смещается в красную сторону в "пузырях". Если на мгновение мы игнорируем</p>

<p>recombination cooling, and the heating by the magnetic field, the plasma-redshift heating in the transition zone according to Eq. (30) is for $(\gamma/\gamma_0) \cdot F_1(\alpha) \approx 10$ about equal to $dQ_{heat}/dt \approx 4.3 \cdot 10^{-13} N_e \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. The rate of heating is then about</p>	<p>рекомбинационное охлаждение и нагревание магнитным полем, то нагревание от ПКС в переходной зоне согласно уравнению (30) будет для $(\gamma/\gamma_0) \cdot F_1(\alpha) \approx 10$ примерно равно $dQ_{heat}/dt \approx 4.3 \cdot 10^{-13} N_e \text{ эрг см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$. Темп нагревания тогда примерно</p>
$\frac{dT}{dt} \approx \frac{4.3 \cdot 10^{-13}}{1.917 \cdot 1.5k} \approx 1000 \text{ K s}^{-1}, (30)$	$\frac{dT}{dt} \approx \frac{4.3 \cdot 10^{-13}}{1.917 \cdot 1.5k} \approx 1000 \text{ K сек}^{-1}, (30)$
<p>where k is the Boltzmann constant. The "bubble" temperature would then reach 500,000 K in about 500 seconds, which is on the order of the time for the formation of the spicules (see p. 124 of reference [8]). It takes the spicules about 270 seconds to fall freely 10,000 km. During the latter part of the "bubble" formation, the conversion of magnetic field energy to heat is relatively large, and the rate of heating of the "bubbles" increases exponentially as the "bubbles" explode to the surface and into the corona. A spicule consists of the colder plasma in the walls of the bubbles. This colder plasma is squeezed 5 to 15 km out into the transition zone and the lower corona by the expanding "bubbles" [8]. The spicule then falls down, which causes significant pressure variations and turbulence in this region. The "bubbles" are filled with a hot, fully ionized plasma as they open up into the corona.</p>	<p>где k - Постоянная Больцмана. "Пузырчатая" температура тогда достигла бы 500000K приблизительно через 500 секунд, что соответствует порядку времени для формирования спикул (см. с.124 из ссылки [8]). Требуется приблизительно 270 секунд для свободного падения спикул на 10 000 км. Во время последней части формирования "пузырей" преобразование магнитной энергии в тепло является относительно большим, и темп нагревания "пузырей" растёт по экспоненте, когда "пузыри" взрываются к поверхности и в корону. Спикула содержит более холодную плазму в стенах пузырей. Эта более холодная плазма отжата на 5 - 15 км в переходную зону и более низкую корону расширяющимися "пузырями" [8]. Спикула тогда падает, что вызывает существенные вариации давления и турбулентность в этой области. "Пузыри" заполнены горячей, полностью ионизированной плазмой, когда они открываются в корону.</p>
16	16
<p>If a field of 10 gauss is embedded in the plasma with a density of $N_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, it could heat the plasma to about million degrees. If such a field in a bubble with a height of 10,000 km is destroyed every 1000 seconds the heating would be about $4 \cdot 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The magnetic field in the transition zone is estimated to be usually in the range of 1 to 10 gauss. Similarly, if a field of 2 gauss in a bubble with a height of 10,000 km is embedded in the plasma density of $N_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, and converted to heat every 1000 seconds, it would correspond to an energy flux of $1.6 \cdot 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The conversion of magnetic energy is likely to fluctuate, and to correspond to</p>	<p>Если поле 10 гауссов имелось бы в плазме с концентрацией $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, это могло бы нагреть плазму до примерно миллиона градусов. Если бы такое поле в пузыре с высотой 10 000 км разрушалось каждые 1000 секунд, нагревание было бы приблизительно $4 \cdot 10^6 \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Магнитное поле в переходной зоне, как оценивается, обычно находится в диапазоне 1 - 10 гауссов. Аналогично, если поле 2 гаусса в пузыре с высотой 10 000 км имелось бы в плазме с концентрацией $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, и переходило бы в тепло каждые 1000 секунд, это соответствовало бы потоку энергии $1.6 \cdot 10^5 \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Преобразование магнитной энергии, вероятно, будет колебаться, и соответствовать потоку</p>

an energy flux, which is usually between $1.6 \cdot 10^5$ and $4 \cdot 10^6$ erg cm ⁻² s ⁻¹ .	энергии, который обычно находится между $1.6 \cdot 10^5$ и $4 \cdot 10^6$ эрг см ⁻² сек ⁻¹ .
The repulsion of a diamagnetic moment in an outward decreasing magnetic field is pronounced throughout the transition zone and the corona. At high altitudes, the magnetic field is primarily responsible for the outward acceleration of the solar wind. If the solar wind at the distance of the Earth is $S(215R_o) = N_p v_p = 3 \cdot 10^8$ cm ⁻² s ⁻¹ , the energy flux at the solar surface required for overcoming the gravitational potential is about $0.53 \cdot 10^5$ erg cm ⁻² s ⁻¹ . This assumes that helium and trace elements account for 20% of the proton energy requirements. If the solar wind has helium and trace elements equal to their concentration in the Sun, the required energy flux would be 17% higher. Usually, the kinetic energy of the particles in the solar wind increases. When the proton velocity has increased to about 600 km per second, the kinetic energy flux corresponds to about $0.53 \cdot 10^5$ erg cm ⁻² s ⁻¹ . The total of potential and kinetic energy in the solar wind is then about $1.1 \cdot 10^5$ erg cm ⁻² s ⁻¹ . In the quiescent corona, the total energy flux from the redshift heating, the magnetic heating (corresponding to conversion of 2 gauss of field energy to heat), and from the input into the solar wind is about $(2.4 + 1.6 + 1.1) \cdot 10^5 = 5.1 \cdot 10^5$ erg cm ⁻² s ⁻¹ . During flares the conversion of magnetic field energy to heat can be much greater, as described in section 5.5.	Отталкивание диамагнитного момента в направленном наружу уменьшающемся магнитном поле имеется во всей переходной зоне и короне. На больших высотах магнитное поле, прежде всего, ответственно за направленное наружу ускорение солнечного ветра. Если солнечный ветер на расстоянии Земли - $S(215R_o) = N_p v_p = 3 \cdot 10^8$ см ⁻² сек ⁻¹ , то поток энергии на солнечной поверхности, требуемый для преодоления гравитационного потенциала, приблизительно равен $0.53 \cdot 10^5$ эрг см ⁻² сек ⁻¹ . Это предполагает, что гелий и следовые элементы составляют 20 % требований энергии протонов. Если бы солнечный ветер имел гелий и следовые элементы, равные их концентрации в Солнце, требуемый поток энергии был бы на 17 % больше. Обычно, кинетическая энергия частиц в солнечном ветре возрастает. Когда скорость протонов увеличилась приблизительно до 600 км в секунду, поток кинетической энергии соответствует приблизительно $0.53 \cdot 10^5$ эрг см ⁻² сек ⁻¹ . Сумма потенциальной и кинетической энергии в солнечном ветре тогда примерно равна $1.1 \cdot 10^5$ эрг см ⁻² сек ⁻¹ . В покоящейся короне, поток полной энергии от нагревания красным смещением, магнитное нагревание (соответствующее превращению 2 гауссов энергии поля в тепло), и от входа в солнечный ветер составляет около $(2.4 + 1.6 + 1.1) \cdot 10^5 = 5.1 \cdot 10^5$ эрг см ⁻² сек ⁻¹ . Во время вспышек превращение магнитной энергии в тепло может быть намного больше, как описано в Разделе 5.5.
According to McWhirter et al. [13] and Withbroe [14, 15] the estimated energy input for the quiescent corona, including the energy needed to drive the solar wind, is about $4 \cdot 10^5$ to $6 \cdot 10^5$ erg cm ⁻² s ⁻¹ .	Согласно Макуёртеру (McWhirter) и др. [13] и Витбро (Withbroe) [14, 15] оцененная входная энергия для покоящейся короны, включая энергию, необходимую для переноса солнечного ветра - приблизительно от $4 \cdot 10^5$ до $6 \cdot 10^5$ эрг см ⁻² сек ⁻¹ .
5.2 Solar corona	5.2. Солнечная корона
5.3 Solar wind	5.3. Солнечный ветер
5.4 Far-reaching solar streamers	5.4. Далеко идущие солнечные потоки
5.5 Solar flares	5.5. Солнечные вспышки

5.6 Plasma redshift of spectral lines and gravitational redshift	5.6. Плазменное красное смещение спектральных линий и гравитационное красное смещение
5.7 Galactic corona	5.7. Галактическая корона
...	...
<p>If the plasma contains magnetic field, the field lines will concentrate in the cloud as the hot plasma outside the cloud pushes the plasma into the cloud, similar to that in the relatively stable arches in the Sun's corona. The cloud may then often have a tendency to form structures or filaments that are elongated like the clouds in the Leading Arm and in the Magellanic Stream [74, 75]. Kazes et al. [76] searched for the Zeeman effect in clouds and detected only one with about $11.4 \cdot 10^{-6}$ gauss, which indicates that the magnetic field energy density is usually small or only about equal to the kinetic energy density in the surrounding hot plasma.</p>	<p>Если плазма будет содержать магнитное поле, то линии поля сконцентрируются в облаке, поскольку горячая плазма вне облака толкает плазму внутрь облака, как это происходит в относительно устойчивых арках в Солнечной короне. У облака тогда может часто проявляться тенденция формировать структуры или нити, которые вытянуты как облака в Верхнем Зубце и в Магеллановом Потоке [74, 75]. Кэйзс(Kazes) и др. [76] искал эффект Зеемана в облаках и обнаружил только один случай с приблизительно $11.4 \cdot 10^{-6}$ гауссами, который указывает, что плотность энергии магнитного поля является обычно небольшой или только примерно равной плотности кинетической энергии в окружающей горячей плазме.</p>
<p>Some clouds could form far away from the Galaxy, even in intergalactic space. It has been difficult to explain the cloud formation and the structures observed, but the plasma redshift with its tendency to create instabilities, hot "bubbles" between colder regions, gives a natural explanation of the observed phenomena.</p>	<p>Некоторые облака могли сформироваться далеко из Галактики, даже в межгалактическом пространстве. Было трудно объяснить образование облаков и наблюдаемых структур, но ПКС с его тенденцией создавать неустойчивость, горячие "пузыри" между более холодными областями дает естественное объяснение наблюдаемых явлений.</p>
<p>10. It is obvious that density of these clouds, been formed in intergalactic space, is much above density of intergalactic plasma around.</p> <p>How in intergalactic space was appeared this "additional" matter for making of observable cloudy structures?</p> <p>But if to take into consideration that the cloud field constantly gains energy from redshift of a penetrating light, that is, the energy density in this field is constantly incremented, so a matter creation should happen here, which is necessary for perpetual renewing of the Universe.</p>	<p>10. Очевидно, что плотность этих облаков, сформировавшихся в межгалактическом пространстве, гораздо выше плотности окружающей межгалактической плазмы.</p> <p>Как в межгалактическом пространстве появилось это "дополнительное" вещество для создания наблюдаемых облачных структур?</p> <p>Но если учесть, что область облака постоянно получает энергию от красного смещения проходящего света, то есть, плотность энергии в этой области постоянно увеличивается, то здесь должно происходить образование материи, которое необходимо для вечного обновления Вселенной.</p>
5.7.4 Positrons	5.7.4 Позитроны
Positrons will increase the redshift heating without contributing much to the X-ray	Позитроны увеличат нагревание от ПКС без большого вклада в рентгеновское охлаждение.

<p>cooling. Positrons are formed by gamma rays with energy in excess of 1.02 MeV. Many processes can form positrons, such as decay of nuclei and of pions. Aharonian and Atoyan [77] make a case for the importance of high-energy inelastic proton interaction for explaining the gamma-ray emission in the range of 10^8 to 10^{11} eV in the galactic disk. These interactions must also apply to intergalactic space. The highenergy protons may result in formation of pions and electron-positron pairs in intergalactic space. Such processes will contribute to the heating of intergalactic plasma. In the intergalactic sparse plasma, the hot positrons would have a long lifetime [78]; and according to Gould [79], the X-ray intensity produced by a 5 million K electron-positron plasma is reduced by factor of $v^2/c^2 \approx 10^{-3}$ when compared to the X-ray intensity in an electron-proton plasma at the same temperature.</p>	<p>Позитроны формируются гамма-лучами с энергией свыше 1.02 МэВ. Многие процессы могут сформировать позитроны, в частности, распад ядер и пионов. Агаронян(Aharonian) и Атоян(Atoyan) [77] описывают случай для важного высокоэнергетического неупругого протонного взаимодействия для объяснения испускания гамма-лучей в диапазоне 10^8-10^{11} эВ в галактическом диске. Эти взаимодействия должны также относиться к межгалактическому пространству. Высокоэнергетические протоны могут получиться при образовании пионов и электронно-позитронных пар в межгалактическом пространстве. Такие процессы способствуют нагреванию межгалактической плазмы. В межгалактической редкой плазме горячие позитроны имели бы долгое время жизни [78]; и согласно Гулду(Gould) [79], рентгеновская интенсивность, образованная электронно-позитронной плазмой при 5 000 000 К, уменьшена на множитель $v^2/c^2 \approx 10^{-3}$ по сравнению с рентгеновской интенсивностью в электронно-протонной плазме при той же самой температуре.</p>
<p>The large intensity of positron annihilation radiation in the galactic center was clearly demonstrated by Purcell et al. [80] and Kinzer et al. [81]. Dermer and Skibo [82] have found that there appears to be a "fountain" of positrons streaming into the galactic bulge of the Milky Way. They suggest that the positrons are injected within about 100-200 pc of the galactic center and are carried up by the hot gas to annihilate in the polar regions of the galaxy at heights mostly within a few kpc. Other galaxies and quasars are likely to be rich sources of electron-positron pairs. The background X-ray spectrum of Trombka et al. [83] shows clearly a hump corresponding to the annihilation photons in the X-ray background.</p>	<p>Большая интенсивность позитронного аннигиляционного излучения в центре галактики была ясно продемонстрирована Пёрселлом(Purcell) и др. [80] и Кинцером (Kinzer) и др. [81]. Дермер (Dermer) и Скибо(Skibo) [82] нашли, что, кажется, есть "фонтан" позитронов, текущих в галактический балдж Млечного пути. Они предполагают, что позитроны вводятся в пределах примерно 100-200 пк от галактического центра и переносятся горячим газом, чтобы аннигилировать их в полярных областях галактики в высотах главным образом в пределах нескольких Кпк. Другие галактики и квазары, вероятно, тоже будут богатыми источниками электронно-позитронных пар. Фоновый рентгеновский спектр, согласно Тромбке (Trombka) и др. [83] ясно показывает максимум, соответствующий аннигиляционным фотонам в рентгеновском фоне.</p>
42	42
<p>However, it appears that most of the annihilation radiation is due to point</p>	<p>Однако, оказывается, что большая часть аннигиляционного излучения происходит из</p>

sources, and is not from a dispersed intergalactic plasma.	точечных источников, и не от рассеянной межгалактической плазмы.
<p>It appears possible that the positrons with the electrons will diffuse into intergalactic space far away from the galaxies, due to their low gravitational potential relative to the protons. The positronelectron plasma might then fill most of the intergalactic space with the proton-electron plasma confined mainly to the corona of galaxies. The positrons would produce a plasma redshift similar to that of the electrons. The X-ray cooling would be much smaller, but the annihilation radiation should be pronounced. If we are to be able to observe the annihilation radiation, the radiation must be able to penetrate the relatively dense plasma around the galaxies. It should be detectable although the intensity is weakened by the absorption and scattering. Annihilation radiation from intergalactic plasma has not been firmly established, as most of the observed annihilation radiation has been traced to point sources. It is unlikely, therefore, that even far away from the galaxies a positron-electron plasma replaces the proton-electron plasma. Future research should, nevertheless, consider this remote possibility.</p>	<p>Кажется возможным, что позитроны с электронами будут рассеиваться в межгалактическом пространстве далеко от галактик из-за их низкого гравитационного потенциала относительно протонов. Позитронно-электронная плазма могла бы тогда заполнить большую часть межгалактического пространства, а протонно-электронная плазма, заключена, главным образом, в короне галактик. Позитроны произвели бы плазменное красное смещение такое же, как и электроны. Рентгеновское охлаждение было бы намного меньшим, но аннигиляционное излучение должно быть явным. Если нам дана возможность наблюдать аннигиляционное излучение, то излучение должно иметь возможность проникнуть через относительно плотную плазму вокруг галактик. Оно должно быть обнаружимо, хотя его интенсивность ослаблена поглощением и рассеянием. Аннигиляционное излучение от межгалактической плазмы не было твердо установлено, поскольку большая часть наблюдаемого аннигиляционного излучения была прослежена к точечным источникам. Маловероятно, поэтому, что даже далеко от галактик позитронно-электронная плазма замещает протонно-электронную плазму. Будущее исследование должно, однако, рассмотреть эту отдаленную возможность.</p>
<p>5.7.5 Observations of X rays from galactic corona</p>	<p>5.7.5 Наблюдения за рентгеновскими лучами из галактической короны</p>
<p>The Draco cloud is located at (l,b) \approx(90°, +39°) and at a distance in excess of 300 pc. Borrows and Mendenhall [84] observed that the Draco cloud decreased the X-ray intensity from the corona behind it. The shadow covered X rays in the range below about 0.4 keV. <i>This shadow appears to be a footprint of the 1 to 4 million degree hot coronal and intergalactic plasma.</i> Both Herbstmeier et al. [85], and Wakker and Van Woerden [86] give examples where the intermediate and high-velocity clouds throw a shadow in the 250 eV region. The shadows indicate that also beyond the</p>	<p>Облако Дракона расположено в (l,b)\approx(90°, +39°) и на расстоянии свыше 300 pc. Борроус (Borrows) и Менденхолл (Mendenhall) [84] заметили, что облако Дракона уменьшило рентгеновскую интенсивность из короны позади него. Тень накрыла рентгеновские лучи в диапазоне ниже приблизительно 0.4 КэВ. <i>Эта тень представляется отпечатком горячей корональной и межгалактической плазмы с температурой 10⁶ - 4·10⁶ градусов.</i> И Херстмейер (Herbstmeier) и др. [85], и Уоккер (Wakker) и Ван Верден (Van Woerden) [86] дали примеры областей, где промежуточные и высокоскоростные облака бросают тень в 250</p>

<p>highvelocity clouds the plasma temperature may reach about 1 to 4 million degrees. This is just another indication of the intergalactic plasma. The intergalactic X-ray intensity will be discussed in section 5.11 and Appendix C.</p>	<p>ЭВ. Тени указывают, что также вне высокоскоростных облаков плазменная температура может достигать приблизительно $10^6 - 4 \cdot 10^6$ градусов. Это просто другое указание на межгалактическую плазму. Межгалактическая рентгеновская интенсивность будет обсуждена в Разделе 5.11 и Приложении С.</p>
<p>5.7.6 The redshifts within the clusters of galaxies</p>	<p>5.7.6 Красные смещения в пределах кластеров галактик</p>
<p>Clusters of galaxies are often shown as having an elongated distribution in the radial direction (z-direction); for example, Virgo cluster, and Coma cluster ("Finger of God" pointing at us) are elongated significantly in the radial direction (see Fig. 3.6 in reference [69]). Now we are inclined to interpret this elongation in the radial direction as caused by plasma redshift. As the line of sight penetrates the relatively dense plasma between galaxies in the cluster, the redshift increases and causes the objects at the back of the cluster to have relatively large plasma redshifts. This explanation applies also to the anomalous redshift of the Centaurus cluster (see Fig. 5.4 of reference [69]). The observed redshifts are significantly larger than the redshifts expected from the Tully-Fisher relation for determining the distances. Sometimes, the distances can be determined independent of the redshift. The excessive red shifts are usually assumed to be due to Doppler shifts. This misconception may then lead to excessive intracluster velocities, which then lead to an assumption of a "dark matter" for explaining the dynamics. The plasma redshift may thus resolve: 1) the "dark matter" problem, 2) the problem of preferential elongation of galaxy clusters along the line of sight, and 3) the anomalous redshift of some members in the Centaurus cluster.</p>	<p>Кластеры галактик часто показывают наличие растянутого распределения в радиальном направлении (направление по оси Z); например, кластер Девы, и кластер Комы ("Палец Бога", указывающего на нас), значительно растянуто в радиальном направлении (см. Рис. 3.6 в ссылке [69]). Теперь мы склонны интерпретировать это растяжение в радиальном направлении как вызванное плазменным красным смещением. Поскольку линия наблюдения проходит через относительно плотную плазму между галактиками в кластере, красное смещение увеличивается и заставляет объекты позади кластера иметь относительно большие плазменные красные смещения. Это объяснение применимо также к аномальному красному смещению кластера Центавра (см. Рис. 5.4 ссылки [69]). Наблюдаемые красные смещения значительно больше, чем красные смещения, ожидаемые из соотношения Тулли-Фишера для определения расстояния. Иногда расстояния могут быть определены независимо от красного смещения. Повышенные красные смещения, как обычно предполагается, вызваны Доплеровским смещением. Это неправильное представление может тогда привести к чрезмерным скоростям внутри кластера, которые тогда приводят к предположению о "тёмной материи" для того, чтобы объяснить динамику. Плазменное красное смещение может таким образом решить: 1) проблему "тёмной материи", 2) проблему преимущественного растяжения кластеров галактик вдоль линии наблюдения, и 3) аномальное красное смещение некоторых объектов в кластере Центавра.</p>
<p>11. Velocities of moving of stars in a galaxy, visible to us at an angle, have a</p>	<p>11. Скорости движения звезд в галактике, видимой нами под углом, имеют симметричное</p>

<p>symmetrical distribution concerning a direction onto galaxy centre.</p> <p>Doppler effect will give additional biases (positive and negative) in the right and left half of galaxy, accordingly.</p> <p>But additional bias offered by the Author will be only positive one. Certainly, it capable to explain different redshifts of Arp's objects , but it does not influence antisymmetric distribution of additional redshifts in a galaxy (and on a velocity distribution of stars in a galaxy), that is, velocities of stars in a galaxy nevertheless demand presence of "dark mass".</p>	<p>распределение относительно направления на центр галактики.</p> <p>Соответственно, эффект Доплера даст дополнительное положительное и отрицательное смещение в правой и левой половине галактики.</p> <p>А предлагаемое Автором дополнительное смещение будет только положительным. Конечно, оно способно объяснить разные красные смещения объектов Арпа, но оно не влияет на антисимметричное распределение дополнительных красных смещений внутри галактики (и на распределение скоростей звезд в галактике), то есть, скорости звезд в галактике всё же требуют наличия "темной массы".</p>
<p>In the transition zone to the corona, and at the surface of the clouds formed in the corona, the temperatures may be too low and densities too high for the cut-off condition given by Eq. (28) to be fulfilled for the 21 cm H I line. The redshift of the 21 cm line may then be slightly smaller (and the blue shift larger) than the redshift (blue shift) of lines in the visual spectrum. This tendency, although a small effect, is seen in Table 3 of reference [86].</p>	<p>В переходной зоне к короне, и на поверхности облаков, сформированных в короне, температуры могут быть слишком низкими и плотности слишком высокими для порогового условия, данного уравнением (28), чтобы быть выполненными для линии H I, 21 см. Красное смещение линии 21 см может тогда быть немного меньшим (а синее смещение больше) чем красное смещение (синее смещение) линий в видимом спектре. Эта тенденция, хотя с малым эффектом, видима в Таблице 3 из ссылки [86].</p>
<p>5.7.7 Synopsis</p>	<p>5.7.7 Резюме</p>
<p>The simplified examples above serve only as a point of reference and for illustration. The actual facts may deviate significantly from the assumed values. For example, the light and X-ray intensities from the galactic center may not be isotropic. Close to the axes and in the "bulge" of the Milky Way Galaxy, the light and X-ray intensities as well as the magnetic field may be relatively larger than at lower latitudes.</p>	<p>Эти упрощенные примеры выше служат только как точка отсчёта и для иллюстрации. Реальные факты могут отклониться значительно от принятых значений. Например, видимая и рентгеновская интенсивности из галактического центра, возможно, не изотропны. Ближе к оси и в балдже Галактики Млечный путь, видимая и рентгеновская интенсивности, так же как магнитное поле, может быть относительно большей, чем на более низких широтах.</p>
<p>43</p>	<p>43</p>
<p>Even in case of such a modification, the plasma-redshift heating, together with X-ray heating and conduction heating from intergalactic plasma would predict a galactic corona with much greater densities than those usually assumed.</p>	<p>Даже в случае такой модификации, нагревание от ПКС, вместе с нагреванием рентгеновских лучей и отводом тепла от межгалактической плазмы предсказало бы намного большую плотность галактической короны, чем обычно принимаемая.</p>
<p>The light intensity equal to $n_G 10^{11}$ Suns in Eq. (40) is arbitrary and serves only as a</p>	<p>Интенсивность света, равная $n_G 10^{11}$ Солнечным, в уравнении (40), произвольна и служит только</p>

<p>point of reference. It appears, however, that the heating by plasma-redshift of galactic light and CMB, and the intense ionization by the X rays from the intergalactic plasma are needed for explaining the high densities deduced from the observations by Pettini et al. [68]. The intergalactic plasma is heated by plasma redshift of intergalactic light. This explains the cosmological redshift, the microwave background, and the X-ray background, as shown in sections 5.8 to 5.11.</p>	<p>как точка отсчёта. Оказывается, однако, что нагревание плазменным красным смещением от галактического света и космического микроволнового фонового излучения (МФИ), и от интенсивной ионизации рентгеновскими лучами из межгалактической плазмы, необходимо для того, чтобы объяснить высокую плотность, выведенную из наблюдений Петтини (Pettini) и др. [68]. Межгалактическая плазма нагрета плазменным красным смещением межгалактического света. Это объясняет космологическое красное смещение, микроволновый фон, и рентгеновский фон, как показано в Разделах 5.8-5.11.</p>
<p>The conventional explanation, which assumes that supernovae supply the heating to both the H II regions within the Milky Way and to its corona, is inadequate for explaining the observations. The past estimates have usually assumed a value of $N_e T \approx 500 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ instead of the above estimated value of $N_e T \approx 10,000 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ at a distance of about 8 to 10 kpc from the galactic center. The required heating by supernovae [60] was therefore only about 1/400 of the present estimates, which are based on the plasma-red shift heating. The higher densities predicted by the plasma-redshift theory are essential for explaining the observations.</p>	<p>Обычное объяснение, которое предполагает, что Сверхновые снабжают теплом и области H II в Галактике Млечный путь, и её корону, неадекватно для объяснения наблюдений. Прошлые оценки обычно принимали значение $N_e T \approx 500 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ вместо вышеупомянутого расчетного значения $N_e T \approx 10\,000 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ на расстоянии приблизительно 8 - 10 Кпк от галактического центра. Требуемое нагревание Сверхновыми [60] было поэтому только около 1/400 представленных оценок, которые основаны на нагревании ПКС. Более высокая плотность, предсказанная теорией плазменного красного смещения, является существенной для объяснения наблюдений.</p>
<p>5.8 Cosmological redshift</p>	<p>5.8. Космологическое красное смещение</p>
<p>For the cosmological redshifts, the first term on the right side in Eq. (20) is usually large compared with the second term on the right side. In Eq. (18), therefore, we can usually in the extended plasmas of space set $F_1(\alpha) = 1$, because the intergalactic plasma is usually very hot and the electron density very low. We can also set $\gamma = \gamma_0$, because the redshifts are relatively large compared with the initial photon width. From Eq. (18), we get then for large redshifts that</p>	<p>Для космологических красных смещений первый член в правой стороне в уравнении (20) является обычно большим по сравнению со вторым членом в правой стороне. В уравнении (18), поэтому, мы обычно можем в расширенных плазмах пространства положить $F_1(\alpha) = 1$, потому что межгалактическая плазма обычно очень горячая и концентрация электронов очень низкая. Мы можем также положить $\gamma = \gamma_0$, потому что красные смещения являются относительно большими по сравнению с начальной шириной фотона. Из уравнения (18) мы получаем тогда для больших красных смещений, что</p>
	$\ln(1+z) \approx 3.3262 \cdot 10^{-25} \int_0^R N_e dx . \quad (47)$

If the electron density is nearly constant, the right side is proportional to R , and we get that	Если концентрация электронов почти постоянна, правая сторона пропорциональна R , и мы получаем, что
	$R = \frac{\ln(1+z)}{3.3262 \cdot 10^{-25} N_e} = \frac{3.0064 \cdot 10^{24}}{N_e} \ln(1+z) \text{ см} \quad (48)$
From Eq. (48), we derive the average electron density (or the sum of electron and positron density) in intergalactic space provided the plasma redshift explains the entire cosmological redshift. When the integration distance $R = 3.085 \cdot 10^{24}$ cm, or one Mpc, the redshift is $z = H_0/c$, where H_0 is the Hubble constant. Press [87] has evaluated statistically the different estimates of H_0 and finds that it is most likely between 72 and 77 km s ⁻¹ Mpc ⁻¹ . Initially, we will therefore set the Hubble constant equal to the average 74.5 km s ⁻¹ Mpc ⁻¹ . We get then from Eq. (47) and (48) that	Из уравнения (48) мы выводим, что средняя концентрация электронов (или сумма электронной и позитронной концентраций) в межгалактическом пространстве, дополненная плазменным красным смещением, объясняет все космологическое красное смещение. Когда расстояние интегрирования $R = 3.085 \cdot 10^{24}$ см, или один Мпк, красное смещение будет $z = 1 \text{ Мпк} \cdot H_0/c$, где H_0 - константа Хаббла. Пресс (Press) [87] оценил статистически различные оценки H_0 и обнаружил, что она наиболее вероятно находится между 72 и 77 км с ⁻¹ Мпк ⁻¹ . Первоначально, мы поэтому установим константу Хаббла равной среднему 74.5 км/сек Мпк ⁻¹ . Мы получаем тогда из уравнений (47) и (48), что
$\ln(1+z) = \ln(1+H_0/c) \approx H_0/c = 3.326 \cdot 10^{-25} (N_e)_{av} 3.085 \cdot 10^{24}.$	$\ln(1+z) = \ln(1+1 \text{ Мпк} \cdot H_0/c) \approx 1 \text{ Мпк} \cdot H_0/c = 3.326 \cdot 10^{-25} (N_e)_{av} 3.085 \cdot 10^{24}.$
The relation between plasma density and the Hubble constant is then	Соотношение между плазменной плотностью и константой Хаббла тогда будет
$(N_e)_{av} = \frac{H_0}{3.076 \cdot 10^5} \approx 2.42 \cdot 10^{-4} \left(\frac{H_0}{74.5}\right) \text{ см}^{-3}, \quad (49)$	$(N_e)_{av} = \frac{H_0}{3.076 \cdot 10^5} \approx 2.42 \cdot 10^{-4} \left(\frac{H_0}{74.5}\right) \text{ см}^{-3}, \quad (49)$
which shows that the average density of electrons is equal to $(N_e)_{av} = 2.42 \cdot 10^{-4} (H_0/74.5) \text{ см}^{-3}$.	что показывает, что средняя концентрация электронов равна $(N_e)_{av} = 2.42 \cdot 10^{-4} (H_0/74.5) \text{ см}^{-3}$.
From Eqs. (48) and (49), we derive that the distance is given by	Из уравнений (48) и (49) выводим соотношение для расстояния
$R = \frac{c}{H_0} \ln(1+z) \text{ Мпк}, \quad (50)$	$R = \frac{c}{H_0} \ln(1+z) \text{ Мпк}, \quad (50)$
where c is the velocity of light in km s ⁻¹ , and H_0 km s ⁻¹ Mpc ⁻¹ is the Hubble constant. The ratio c/H_0 is usually referred to as the Hubble length.	где c - скорость света в км/сек, и H_0 км/сек Мпк ⁻¹ является константой Хаббла. Дробь c/H_0 обычно называется длиной Хаббла.
44	44
The relation between distance and redshift in big-bang cosmology is more complicated, because of the time dilation factor and the adjustment parameters for "dark mass" and "dark energy"; see Brynjolfsson [59] (in particular, sections 3.1 and 3.2 and Fig. 1 of that source). The	Соотношение между расстоянием и красным смещением в космологии большого взрыва более сложно из-за коэффициента растяжения времени и параметров соответствия для "тёмной массы" и "тёмной энергии"; см. Бриньолфссон [59] (в частности Разделы 3.1 и 3.2 и Рис. 1 этого источника). Космологи

<p>big-bang cosmologists usually assume that $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$. They then adjust Ω_Λ to give the best agreement with their observations. The optimum value of Ω_Λ may then vary with the redshift z. In plasma redshift, there is only one distance-redshift relation, the one given by Eq. (50).</p>	<p>большого взрыва обычно предполагают, что $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$. Они тогда настраивают Ω_Λ, чтобы дать лучшее согласование с их наблюдениями. Оптимальное значение Ω_Λ может тогда меняться в зависимости от красного смещения z. В плазменном красном смещении есть только одно соотношение расстояние-красное смещение, заданное уравнением (50).</p>
<p>The Compton scattering reduces the number of photons that reach the observer from a distant supernova. The reduction in light intensity, I, is given by</p>	<p>Комптоновское рассеяние сокращает количество фотонов, которые достигают наблюдателя от далёкой Сверхновой. Снижение силы света I задаётся соотношением</p>
$I = (I_0/R^2) \exp(-a(R) - bN_eR - 2bN_eR),$	$I = (I_0/R^2) \exp(-a(R) - bN_eR - 2bN_eR),$
<p>where the factor $\exp(-a(R))$ accounts for mostly Galactic and host galactic extinctions. The factor $\exp(-bN_eR)$ accounts for reduction in bolometric light intensity caused by the plasma redshift. The factor $\exp(-2bN_eR)$ is due to Compton scattering. The cross section $2b$ for the Compton scattering is twice the cross-section b for the plasma redshift. From Eqs. (47), we get that $bN_eR = \ln(1+z)$. We get then that</p>	<p>где коэффициент $\exp(-a(R))$ главным образом рассчитывается для поглощения в Галактике и родительских галактиках. Коэффициент $\exp(-bN_eR)$ рассчитывается для снижения болометрической силы света, вызванного плазменным красным смещением. Коэффициент $\exp(-2bN_eR)$ появляется из-за Комптоновского рассеяния. Поперечное сечение $2b$ для Комптоновского рассеяния вдвое больше сечения b для ПКС. Из уравнений (47), мы получаем, что $bN_eR = \ln(1+z)$. Мы получаем тогда, что</p>
$I = I_0 \frac{\exp(-a(R))}{(1+z)^3 R^2} \cdot (51)$	$I = I_0 \frac{\exp(-a(R))}{(1+z)^3 R^2} \cdot (51)$
<p>12. As energy of each photon less in $1+z$ times on receiver than on source, then reduction in bolometric light intensity (caused by the plasma redshift) equals $1+z$. But why for the Compton scattering a cross-section twice more than for the plasma redshift? Well-known that the Compton scattering is declines practically all the rays, except gamma rays. And why factor $\exp(-a(R))$ depends on R if it accounts only for our Galactic and host galactic extinctions?</p>	<p>12. Поскольку энергия каждого фотона на приемнике меньше в $(1+z)$ раз по сравнению с энергией фотонов у источника, то сила света уменьшается в $(1+z)$ раз. Но почему для Комптоновского рассеяния поперечное сечение вдвое больше, чем для ПКС, раз комптоновское рассеяние отклоняет практически весь свет, кроме гамма-лучей? И почему коэффициент $\exp(-a(R))$ зависит от R, если он рассчитывается лишь для поглощения света в нашей и родительской галактиках?</p>
<p>Raman scattering. We have so far disregarded the Raman scattering on the plasma frequency.</p>	<p>Рамановское рассеяние. Мы пока игнорировали Рамановское рассеяние на плазменной частоте.</p>
<p>The electron-plasma is in thermodynamic equilibrium, and the photons energy loss in Raman scattering should therefore usually equal the energy gain. However, the Raman scattering causes small angular</p>	<p>Электронная плазма находится в термодинамическом равновесии, и потери энергии фотонов в Рамановском рассеянии должны поэтому обычно равняться прибавлению энергии. Однако, Рамановское</p>

<p>scattering, which for very distant small objects, like the distant supernovas, could be significant. The effect of this small angular scattering depends on how the observed light intensity is integrated.</p>	<p>рассеяние вызывает небольшое угловое рассеяние, которое для очень далёких небольших объектов, типа удалённых Сверхновых, могло быть существенным. Эффект этого небольшого углового рассеяния зависит от того, как интегрируется наблюдаемая интенсивность света.</p>
<p>For a single Raman scattering the deflection angle is about equal to $\alpha = \omega_p / \omega$, where $\omega_p = 5.64 \cdot 10^4 N_e^{1/2} \approx 878$ Hz is the plasma frequency in intergalactic space, and $\omega \approx 2\pi \cdot 10^{15}$ Hz for the observed 300 nm photons. For the large redshifts of space, the photon width is equal to the classical photon width. We get then from Eq. (7) that the cross section for Raman scattering on the plasma frequency is $(\omega_p / \omega) \cdot 3.326 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$. The number of interactions during photons travel over a distance R is then about $(\omega_p / \omega) \cdot 3.326 \cdot 10^{25} N_e R$, where product of electron density and the distance can be obtained from Eq. (48). For a supernova with redshift $z = 0.97$, the number of interactions is then about $(\omega_p / \omega) \cdot \ln(1+z) = (\omega_p / \omega) \cdot 0.678$. The scattering angle after many interactions is a gaussian distribution with an average of</p>	<p>Для одиночного Рамановского рассеяния угол отклонения примерно равен $\alpha = \omega_p / \omega$, где $\omega_p = 5.64 \cdot 10^4 N_e^{1/2} \approx 878$ гц - частота плазмы в межгалактическом пространстве, и $\omega \approx 2\pi \cdot 10^{15}$ гц для наблюдаемых фотонов на 300 нм. Для больших красных смещений в пространстве ширина фотона равна классической ширине фотона. Мы получаем тогда из уравнения (7), что поперечное сечение для рассеяния Рамана, на частоте плазмы равно $(\omega_p / \omega) \cdot 3.326 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$. Число взаимодействий во время перемещения фотонов на расстояние R тогда примерно $(\omega_p / \omega) \cdot 3.326 \cdot 10^{25} N_e R$, где произведение концентрации электронов и расстояния может быть получено из уравнения (48). Для Сверхновой с красным смещением $z = 0.97$, число взаимодействий тогда около $(\omega_p / \omega) \cdot \ln(1+z) = (\omega_p / \omega) \cdot 0.678$. Угол рассеяния после многих взаимодействий имеет распределение Гаусса с мат. ожиданием</p>
	$\theta = \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega} \ln(1+z)} ; \text{ и } R\theta \approx \frac{3.0064 \cdot 10^{24}}{N_e} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^{1/2} (\ln(1+z))^{3/2}, \text{ или}$ $R\theta \approx \frac{7.14 \cdot 10^{26}}{\sqrt{N_e \omega}} (\ln(1+z))^{3/2}. \quad (52)$
<p>For $z = 1.7$, the angle is $\theta \approx 3.73 \cdot 10^{-7}$ and the distance $R \theta \approx 5.73 \cdot 10^{20}$ cm. At large distances, the angular spread may exceed the size of the supernova. The method of light intensity measurements may then not include all the scattered light, because the peak of the light intensity at the center of the image will be reduced and scattered out to larger angles. It may sometimes be difficult to distinguish the supernova light from the background, which may include scattering from other stars in the host galaxy. The short wavelengths are scattered slightly less than the long wavelengths. This difference could affect the evaluation. If any of the scattered light is not included, the star will appear</p>	<p>Для $z = 1.7$, угол $\theta \approx 3.73 \cdot 10^{-7}$ и расстояние $R\theta \approx 5.73 \cdot 10^{20}$ см. На больших расстояниях угловое распространение может превысить размер Сверхновой. Метод измерений силы света может тогда не включать весь рассеянный свет, потому что пик силы света в центре изображения будет уменьшен и рассеян на большие углы. Иногда может быть трудно отличить свет Сверхновой от фона, который может включать рассеяние от других звезд в родительской галактике. Короткие длины волны рассеяны немного меньше, чем длинные волны. Эта разность могла воздействовать на оценку. Если любой рассеянный свет не будет включен, то звезда будет казаться более тусклой. Флуктуации плотности увеличат угловое рассеяние, и другие явления могут</p>

dimmer. Density fluctuations will increase the angular scattering, and other effects may also play a role. We will in the following assume that the measurements include correctly the scattered light. (The supernovae researchers, for example, measure the light-intensity background from the galactic region containing the supernova before or well after the supernova explosion.)	также сыграть роль. Далее мы будем предполагать, что измерения правильно включают рассеянный свет. (Исследователи Сверхновых, например, измеряют фон световой интенсивности от галактической области, содержащей Сверхновую, до того или много позже взрыва Сверхновой.)
Magnitude-redshift relation. Increase of an object's observed magnitude by δm is defined, as a decrease of the light intensity by $10^{-0.4\delta m}$, and the absolute magnitude M of an object is its magnitude at 10 parsec.	Связь Магнитуда-Красное смещение. Увеличение наблюдаемой магнитуды (звёздной величины) объекта на δm определено, как уменьшение интенсивности света в $10^{0.4\delta m}$ раз (интенсивность умножается на $10^{-0.4\delta m}$), и абсолютная величина M объекта – это его магнитуда на расстоянии 10 парсек.
45	45
We have then from Eq. (51) that the object's observed magnitude, m , is given by	Мы имеем тогда из уравнения (51), что наблюдаемая магнитуда объекта m задана как
	$m = 5 \log R + 1.086a + 7.5 \log (1 + z) - 5 \log (10) + M, \quad (53)$
where the distance R to the star is in the unit of parsec, and $a = a(R)$ is the absorptions coefficient in Eq. (51). In this equation, we insert R from Eq. (50). We get then that the relation between magnitude and plasma redshift, z , is	где расстояние R до звезды задано в парсеках, и $a = a(R)$ – коэффициент поглощения в ур.(51). В этом уравнении мы подставляем R из ур.(50). Мы получаем тогда, что связь между магнитудой и плазменным красным смещением z будет
	$m - 1.086a = 5 \log ((c/H_0)\ln(1+z)) + 30 + 7.5 \log (1 + z) - 5 + M,$
or	или
	$m - 1.086a = 5 \log (\ln(1+z)) + 7.5 \log (1 + z) + 5 \log (c/H_0) + 25 + M. (54)$
This magnitude-redshift relation in the plasma-redshift cosmology may be compared with the conventional equation (see Eq. (23) of Sandage [88]), which is based on the big bang and expansion of the universe, but disregards both possible acceleration and deceleration of this expansion	Это соотношение магнитуда-красное смещение в космологии плазменного красного смещения можно сравнить с обычным уравнением (см. уравнение (23) Сэндиджа (Sandage) [88]), которое основано на Большом Взрыве и расширении Вселенной, но игнорирует и возможное ускорение, и замедление этого расширения
	$m - 1.086a = 5 \log z + 5 \log(1 + z) + 5 \log (c/H_0) + 25 + M. (55)$
The third term on the right side of Eq. (54) is equal to the third term on the right side of Eq.(55). In these equations, c is in kms^{-1} , H_0 in $\text{kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$.	Третий член в правой стороне уравнения (54) равен третьему члену в правой стороне уравнения (55). В этих уравнениях c задано в км/сек, H_0 - в $\text{км}^1\text{сек}^{-1}\text{Мпк}^{-1}$.
We may subtract Eq. (55) from Eq. (54) and get that difference in expected magnitude is	Мы можем вычесть уравнение (55) из уравнения (54) и получить разницу ожидаемых магнитуд

$\Delta m_d = 5 \log((\ln(1+z))/z) + 2.5 \log(1+z)$. (56)	$\Delta m_d = 5 \log((\ln(1+z))/z) + 2.5 \log(1+z)$. (56)																																																
For z equal to: 0.5, 1.0, and 2.0, we find Δm_d is: -0.0149, -0.0433, -0.1081, respectively; see Table 4. If a redshift less or equal to $z = 0.5$ is used to determine the magnitude-redshift relation, the deviations at larger z -values would be reduced significantly and make it still more difficult to distinguish between two radically different theories.	Для z , равного: 0.5, 1.0, и 2.0, мы находим Δm_d : -0.0149, -0.0433, -0.1081, соответственно; см. Таблицу 4. Если используется красное смещение меньше или равно $z = 0.5$ для определения связи магнитуда-красное смещение, то разница на указанных больших z -значениях значительно уменьшилась бы, что сделало бы еще более затруднительным различение двух радикально разных теорий.																																																
Table 4 The variation in $-\Delta m_d$ with the redshift z as defined in Eq. (56).	Таблица 4. Изменение $-\Delta m_d$ с красным смещением z , как определено в уравнении (56).																																																
	<table border="1"> <thead> <tr> <th>z</th> <th>$-\Delta m_d$</th> <th>z</th> <th>$-\Delta m_d$</th> <th>z</th> <th>$-\Delta m_d$</th> <th>z</th> <th>$-\Delta m_d$</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0.1</td> <td>0.0008</td> <td>0.6</td> <td>0.0200</td> <td>1.1</td> <td>0.0496</td> <td>1.6</td> <td>0.0820</td> </tr> <tr> <td>0.2</td> <td>0.0030</td> <td>0.7</td> <td>0.0254</td> <td>1.2</td> <td>0.0560</td> <td>1.7</td> <td>0.0885</td> </tr> <tr> <td>0.3</td> <td>0.0062</td> <td>0.8</td> <td>0.0312</td> <td>1.3</td> <td>0.0624</td> <td>1.8</td> <td>0.0951</td> </tr> <tr> <td>0.4</td> <td>0.0102</td> <td>0.9</td> <td>0.0371</td> <td>1.4</td> <td>0.0689</td> <td>1.9</td> <td>0.1016</td> </tr> <tr> <td>0.5</td> <td>0.0149</td> <td>1.0</td> <td>0.0433</td> <td>1.5</td> <td>0.0754</td> <td>2.0</td> <td>0.1081</td> </tr> </tbody> </table>	z	$-\Delta m_d$	0.1	0.0008	0.6	0.0200	1.1	0.0496	1.6	0.0820	0.2	0.0030	0.7	0.0254	1.2	0.0560	1.7	0.0885	0.3	0.0062	0.8	0.0312	1.3	0.0624	1.8	0.0951	0.4	0.0102	0.9	0.0371	1.4	0.0689	1.9	0.1016	0.5	0.0149	1.0	0.0433	1.5	0.0754	2.0	0.1081						
z	$-\Delta m_d$	z	$-\Delta m_d$	z	$-\Delta m_d$	z	$-\Delta m_d$																																										
0.1	0.0008	0.6	0.0200	1.1	0.0496	1.6	0.0820																																										
0.2	0.0030	0.7	0.0254	1.2	0.0560	1.7	0.0885																																										
0.3	0.0062	0.8	0.0312	1.3	0.0624	1.8	0.0951																																										
0.4	0.0102	0.9	0.0371	1.4	0.0689	1.9	0.1016																																										
0.5	0.0149	1.0	0.0433	1.5	0.0754	2.0	0.1081																																										
The observations of supernovas by Perlmutter et al. [89, 90] and Riess et al. [91, 92] are consistent with the magnitude-redshift relation, Eq. (54), valid for the plasma-redshift cosmology. The Hubble constant in the third term of Eq. (54) is closely related to the average electron density, as shown in Eq. (49). The best fit to all the data in Fig. 5 is obtained for $H_0 = 65.23 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ which corresponds to $N_e = 2.12 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$.	Наблюдения за Сверхновыми Перлмуттера(Perlmutter) и др. [89, 90] и Райса (Riess) и др. [91, 92] совместимы с соотношением магнитуда-красное смещение, данным уравнением (54), справедливы для космологии плазменного красного смещения. Константа Хаббла в третьем члене уравнения (54) тесно связана со средней концентрацией электронов, как показано в уравнении (49). Лучшее соответствие ко всем данным в Рис. 5 получено для $H_0 = 65.23 \text{ км/сек Мпк}^{-1}$, что соответствует $N_e = 2.12 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$.																																																
As Fig.5 shows, the observations are consistent with the plasma-redshift theory. Most supernovas are within a galaxy, which has a corona. This corona increases the redshift of the supernova inside the corona. Therefore, nearby supernovas tend to be above the line, while distant supernovas will more often be below the line. The observations are also in agreement with Eq. (55). However, in Eq. (55), we have assumed that the expansion neither decelerated nor accelerated. In the big bang scenario, this is not a reasonable assumption. The masses, including "dark masses", in the universe are expected to slow the expansion or decelerate the expansion. It turned out that the expected	Как показано на Рис.5, наблюдения совместимы с теорией плазменного красного смещения. Большинство Сверхновых находится в галактиках, у которых есть корона. Эта корона увеличивает красное смещение Сверхновой внутри короны. Поэтому близкие Сверхновые имеют тенденцию быть выше линии, в то время как отдалённые Сверхновые чаще будут ниже линии. Наблюдения также находятся в согласии с уравнением (55). Однако, в уравнении (55), мы предположили, что расширение ни замедленное, ни ускоренное. В сценарии большого взрыва это предположение не резонное. Массы, включая "тёмные массы", во Вселенной, как ожидают, замедлят расширение или замедлят ускорение расширения. Оказалось, что ожидаемое замедление было																																																

deceleration was too large. It was necessary to introduce a counterbalancing expansion force the "dark energy". This "dark energy" results in expansion force, which counteracts the deceleration

46

слишком большим. Стало необходимо ввести уравнивающую силу расширения - "тёмную энергию". Эта "тёмная энергия" действует в качестве силы расширения, которая противодействует замедлению

46

Магнитуда Сверхновой в зависимости от красного смещения

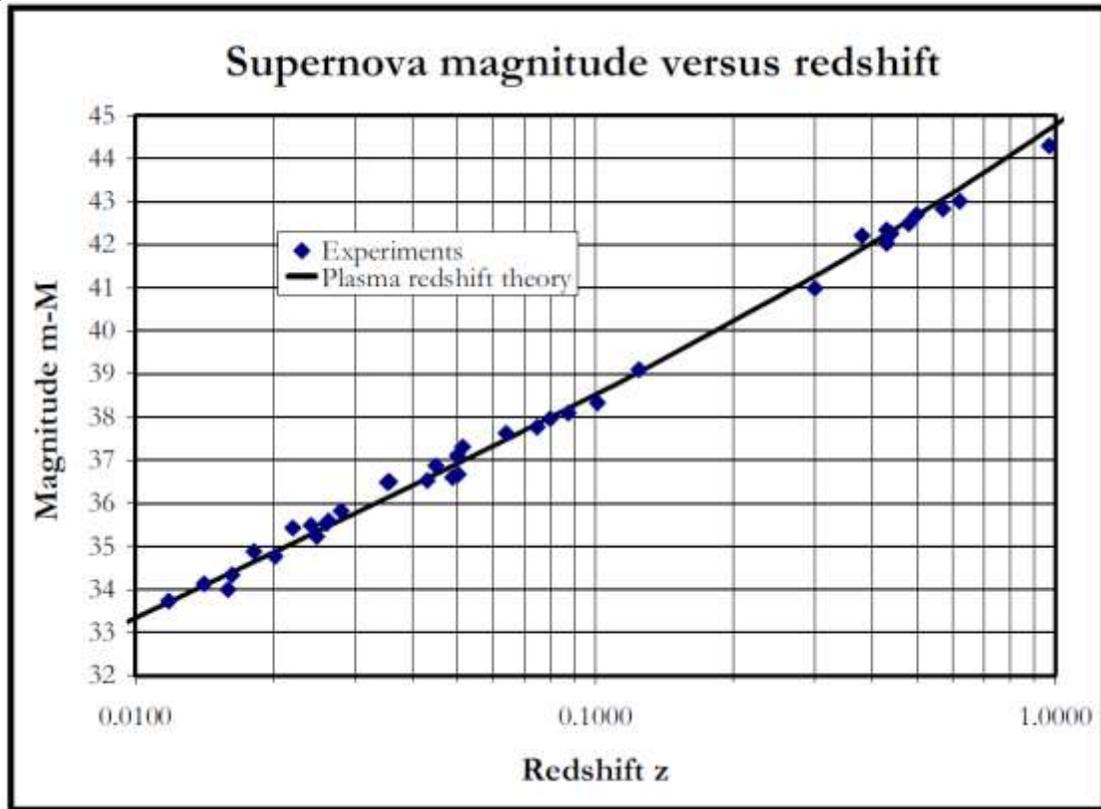


Figure 5: The magnitude $m-M$ of 37 supernovas versus their redshifts z . The experimental points, indicated by the diamonds, are from Riess et al. [91] (see in particular Tables 6 to 10 of that source).

The curve shows the theoretical magnitude-redshift relation given by Eq. (54), which is based on the plasma-redshift theory. The derived Hubble constant that best fits the data is $H_0 = 65.23 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$.

Рис.5: Магнитуда "m-M" 37 Сверхновых в зависимости от их красных смещений z .

Экспериментальные точки, обозначенные алмазами, взяты из статьи от Riess и др. [91] (в частности, см. Таблицы 6 - 10 из этого источника). Кривая показывает теоретическое соотношение магнитуда-красное смещение, заданное уравнением (54), которое основано на теории плазменного красного смещения.

Выведенная константа Хаббла, которая лучше всего соответствует этим данным, равна $H_0 = 65.23 \text{ км/сек Мпк}^{-1}$.

and may even accelerate the expansion. The deceleration of the expansion, due to an attraction of the masses, would reduce the expansion with increasing time. In the long past the stars would then be moving

и может даже ускорить расширение. Замедление расширения из-за притяжения масс, со временем уменьшило бы расширение. В далёком прошлом звезды тогда бы отдалялись быстрее, чем в недавнем прошлом. Для данного

<p>apart faster than in the recent past. For a given redshift, a distant star would be closer and therefore brighter, and the magnitude m smaller than if there were no deceleration. Perlmutter et al. [89, 90] and Riess et al. [91, 92] have considered these different possibilities. When they assumed reasonable deceleration, the distant supernovas were observed dimmer than expected. Only if the acceleration approximately compensated the deceleration, as in Eq. (55), was there a reasonable fit. We see thus that while the experiments confirm the plasma-red shift theory, they can only fit the big bang hypothesis if an expansion force approximately compensates (or even partially reversed) the attraction of the masses in the universe.</p>	<p>красного смещения далёкая звезда была бы ближе и поэтому более яркой, и её магнитуда m меньше, чем если бы не было никакого замедления. Перлмуттер и др. [89, 90] и Райс и др. [91, 92] рассмотрели эти различные возможности. Когда они предполагали резонное замедление, далёкие Сверхновые оказывались более тусклыми, чем ожидалось. Только если ускорение приблизительно компенсировало замедление, как в уравнении (55), там было приемлемое соответствие. Мы видим, таким образом, что, в то время как эксперименты подтверждают теорию плазменного красного смещения, они могут приспособить гипотезу Большого Взрыва, только если сила расширения приблизительно компенсирует (или даже частично превзойдёт) притяжение масс во Вселенной.</p>
<p>The plasma redshift follows from the conventional laws of physics. It explains the cosmological redshift without these artificial parameters of big bang, "dark matter" and "dark energy". There is no need and no place for big-bang hypothesis or cosmological-expansion hypothesis. In his static model of the universe, Einstein introduced Λ to counter the gravitational attraction. Its meaning of Einstein's Λ has been modified in the scenario of big bang and expanding universe and several lambdas have been introduced to explain the contradictions with experiments. In plasma redshift cosmology there is no need for Λ or any expansion. The conventional laws of physics explain all the observation, provided calculations are made more exact, and provided conventional quantum mechanical explanations are used to explain the observations.</p>	<p>Плазменное красное смещение следует из обычных законов физики. Оно объясняет космологическое красное смещение без этих искусственных параметров Большого Взрыва, "тёмной материи" и "тёмной энергии". Нет никакой необходимости и никакого места для гипотезы большого взрыва или гипотезы космологического расширения. Эйнштейн в его статической модели Вселенной ввёл Λ, чтобы противостоять гравитационному притяжению. Это значение Λ Эйнштейна модифицировалось в сценарии большого взрыва и расширяющейся Вселенной, и несколько лямбд были введены, чтобы объяснить противоречия с экспериментами. В космологии ПКС нет никакой потребности в Λ или расширении. Обычные законы физики объясняют все наблюдения, полученные вычисления сделаны более точно, и полученные обычные квантово-механические объяснения используются для объяснения наблюдений.</p>
<p>The weightlessness of photons (which was deduced from the solar redshift experiments) counteracts the gravitational attraction of matter and leads to continuous renewal of matter; see sections 5.6.2 and 6, and reference [53].</p>	<p>Невесомость фотонов (которая была выведена из экспериментов солнечного красного смещения) противодействует гравитационному притяжению материи и приводит к непрерывному обновлению материи; см. Разделы 5.6.2 и 6, и ссылку [53].</p>
47	47
<p>The more matter concentrates, the more is</p>	<p>Чем больше материя концентрируется, тем она</p>

converted to photons. The photons gain energy as they move away from a gravitating nucleus. If the photons are energetic enough, they can reform matter in a continuous renewal process lasting forever. The plasma-redshift theory leads, thus, to a self-regulating static universe, without the need for Einstein's Λ , or "dark energy", without the need for a big bang, without need for "dark matter", and without the need for "black holes", as we will see in section 6.

больше преобразуется в фотоны. Фотоны получают энергию при их движении от ядра. Если фотоны являются достаточно мощными, они могут реформировать материю в непрерывном процессе обновления, длящемся вечно. Теория плазменного красного смещения, таким образом, приводит к саморегулирующейся статической Вселенной, без потребности в Λ Эйнштейна, или "тёмной энергии", без потребности в Большом Взрыве, без потребности в "тёмной материи", и без потребности в "чёрных дырах", как мы увидим в Разделе 6.

5.9 Time dilation and large cosmological redshifts

5.9. Растяжение времени и большие космологические красные смещения

Магнитуды Сверхновых в зависимости от их красного смещения

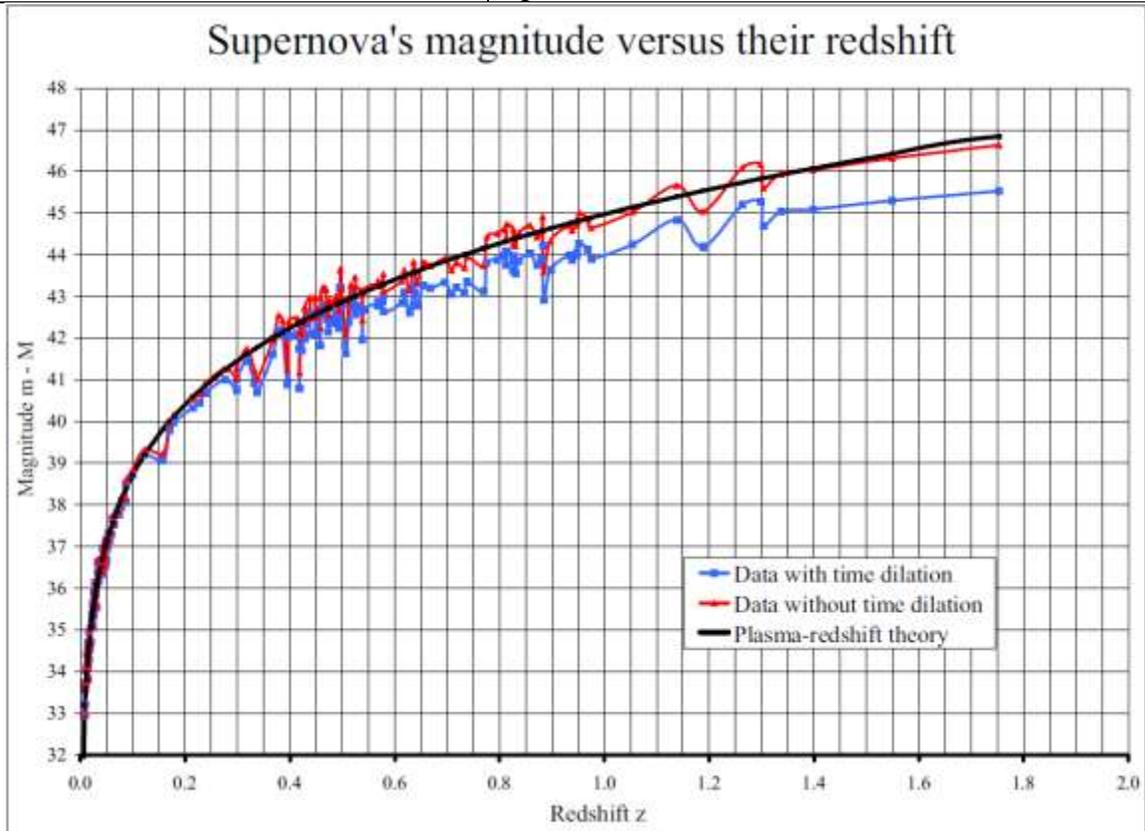


Figure 6: The magnitudes, $m-M$, of supernovas on the ordinate versus their redshifts, z from 0.0 to 2, on the abscissa. The data include all 186 supernovas reported by Riess et al. [93] (see the expanded Tables 5 of that source). The lower data points noted with small rectangles and a blue curve show the

Рис. 6: Магнитуды " $m-M$ " Сверхновых по ординате в зависимости от их красных смещений z от 0.0 до 2 по абсциссе. Данные включают все 186 Сверхновых, о которых сообщает Райс и др. [93] (см. расширенные Таблицы 5 из этого источника). Более низкие значения, отмеченные небольшими прямоугольниками и синей кривой, показывают

<p>absolute magnitudes, M_{exp}, as reported by Riess et al. [93]. The data points noted with small triangles and a red curve show the same absolute magnitudes corrected for the time dilation, $M = M_{exp} - 2.5 \ln(1 + z)$.</p> <p>The black curve shows the theoretical predictions of the plasma-redshift theory given by Eq. (54). The Hubble constant that best fits the data is $H_0 = 59.44 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.</p>	<p>абсолютные магнитуды, M_{exp}, как сообщено Райсом и др. [93]. Значения, отмеченные небольшими треугольниками и красной кривой, показывают те же самые абсолютные магнитуды, скорректированные для учёта растяжения времени $M = M_{exp} - 2.5 \ln(1 + z)$. Черная кривая показывает теоретические прогнозы теории плазменного красного смещения, заданные уравнением (54). Константа Хаббла, лучшая для соответствия данным, равняется $H_0 = 59.44 \text{ км/сек Мпс}^{-1}$.</p>
<p>Subsequent to the publication of the data that formed the basis for Fig. 5, Riess et al. [93] published an updated set of data, which extended the maximum redshift values from $z = 0.97$ to about $z = 1.755$. This new set contained a total of 186 SNe Ia shown in Fig. 6 while the previous data containing only 37 SNe Ia are shown in Fig. 5. With the new supernovae, it was difficult to fit the high-z values to the theoretical curve without back-correcting the absolute magnitude M_{exp}-values for M as reported by Riess et al. [93]. <i>The comparison between the experimental data and the plasma redshift theory in Fig. 6 show that there is no cosmic time dilation.</i></p>	<p>Последовавшая за публикацией данных, которые сформировали основу для Рис.5 Райса и др. [93], публикация обновленного множества данных расширила максимальные значения красного смещения от $z = 0.97$ до примерно $z = 1.755$. Это новое множество содержало в общей сложности 186 SNe Ia, показанных на Рис. 6, в то время как предыдущие данные, содержащие только 37 SNe Ia, показаны на Рис. 5. С новыми Сверхновыми было трудно приспособить значения высоких z к теоретической кривой без обратной коррекции абсолютных M_{exp}-значений магнитуды для M, как написано Райсом и др. [93]. <i>Сравнение экспериментальных данных и теории плазменного красного смещения на Рис. 6 показывает, что нет никакого космологического растяжения времени.</i></p>
<p>Eqs. (54) and (55) make it clear that for confirming the magnitude-red shift relation, we must know the absolute magnitude M of the objects, which in this case are the magnitudes of SNe Ia.</p>	<p>Уравнения (54) и (55) проясняют, что для того, чтобы подтвердить соотношение магнитуда-красное смещение, мы должны знать абсолютную магнитуду M объектов, которые в этом случае являются магнитудами SNe Ia.</p>
48	48
<p>If all the SNe Ia were a standard candle, we would need to know the value of M for only one of them. But the supernovae SNe Ia are not standard candles. Those that are close to us, $z < 0.1$, vary slightly. For these supernovae, the researchers have found that the light curves of the brighter supernovae decay more slowly, and their width $w \approx s$, where s is called the stretch factor, increases nearly proportional to the brightness or intensity. For $z < 0.1$ the assumed time dilation $(1 + z)$ is small and does not affect the width or the stretch</p>	<p>Если бы все SNe Ia были стандартной свечой, то мы должны были бы знать значение M для только одной из них. Но Сверхновые SNe Ia не являются стандартными свечами. Те, что близко к нам, $z < 0.1$, изменяются немного. Для этих Сверхновых исследователи нашли, что световые кривые более ярких Сверхновых затухают медленнее, и их ширина $w \approx s$, где s называют коэффициентом растяжения, увеличивается почти пропорционально яркости или интенсивности. Для $z < 0.1$ предполагаемое растяжение времени $(1 + z)$ является небольшим и не влияет существенно на ширину или</p>

<p>factor s significantly. For the more distant supernovae, the supernovae researchers assume a time dilation and write the observed width, w, of the light curve as: $w = (1 + z) s$, where s is the assumed width of the light curve if the supernovae was nearby. The factor $(1 + z)$ is the cosmic time dilation factor. The supernovae researchers estimate the stretch factor s by dividing the observed width w by $(1 + z)$ and assume that the so derived s is the lightcurve width, if this supernovae was close by. From this reduced width s they derive the absolute magnitude, M_{exp}, of the distant supernova.</p>	<p>коэффициент растяжения s. Для более удалённых Сверхновых исследователи Сверхновых предполагают наличие растяжения времени и записывают наблюдаемую ширину, w световой кривой как: $w = (1 + z)s$, где s – предполагаемая ширина световой кривой, если бы Сверхновая была близкой. Коэффициент $(1 + z)$ называется космическим коэффициентом растяжения времени. Исследователи Сверхновых оценивают коэффициент растяжения s, деля наблюдаемую ширину w на $(1 + z)$ и предполагают, что так выведенная s – это ширина световой кривой, если бы эта Сверхновая была рядом. От этой приведенной ширины s они выводят абсолютную величину M_{exp} отдалённой Сверхновой.</p>
<p>Goldhaber et al. [94] investigated 42 high-redshift supernovae and found that the width, $w = (1 + z)s$, was experimentally proportional to $(1 + z)$ with a large noise in s around zero. They considered this as an indication, or even a proof that the width is proportional to $(1 + z)$. However, it should be clear to everyone that we could also find that w was proportional to s and that there was a noise in the $(1 + z)$ factor. Their finding does not, therefore, prove anything about the time dilation. We might or might not have time dilation. However, if we assume for the moment that there is a cosmic time dilation, then the distant supernovae do not show any Malmquist bias, because, according to Goldhaber, the value of s averages out to about zero. We are at the limit of observations and the number of supernovae should increase significantly with increasing distance. We are therefore likely to see more of the brightest supernovae, and the Malmquist bias in our observations should be significant. The data used by Goldhaber et al. thus contradict an expected reasonable Malmquist bias, and indicate thereby that the cosmic time dilation is false (see Brynjolfsson [95], and in particular Eqs. (3) and (4) of that source).</p>	<p>Голдхабер(Goldhaber) и др. [94] исследовал 42 Сверхновые с высоким красным смещением и нашёл, что ширина $w = (1 + z)s$, была экспериментально пропорциональна $(1 + z)$ с большим шумом в s около нуля. Они рассматривали это как указание, или даже доказательство, что ширина пропорциональна $(1 + z)$. Однако, всем должно быть ясно, что мы могли также обнаружить, что w была пропорциональна s и что шум был в коэффициенте $(1 + z)$. Их находка, поэтому, ничего не доказывает о растяжении времени. Мы могли бы или не могли бы иметь растяжения времени. Однако, если мы предполагаем в настоящий момент, что есть космическое растяжение времени, тогда далёкие Сверхновые не показывают смещения Малмквиста (Malmquist), потому что, согласно Голдхаберу, значение s составляет в среднем примерно нуль. Мы в пределе наблюдений, и число Сверхновых должно значительно увеличиться с увеличением расстояния. Мы, вероятно, будем, поэтому видеть больше самых ярких Сверхновых, и смещение Малмквиста в наших наблюдениях должно быть существенным. Данные, использованные Голдхабером и др., таким образом, противоречат ожидаемому обоснованному смещению Малмквиста, и указывают таким образом, что космическое растяжение времени ложно (см. Бринйолфссон [95], и в частности, уравнения (3) и (4) из этого источника).</p>

<p>Recently, Foley et al. [96] claim to have "A Definitive Measurement of Time Dilation in the Spectral Evolution of the Moderate-redshift Type Ia Supernova 1997ex". The authors selected one supernova out of several hundred. Actually, it had been selected about 7 years earlier, as indicating "time dilation" in accordance with preconceived ideas; see Filippenko and Riess [97] and in particular page 7 of that source. <i>In proper statistics we cannot pick and choose those elements (supernovae) that we like or think fit our ideas.</i> The supernova 1997ex was not among the supernovae forming the bases for Figs. 5 and 6. The width (brightness) of 1997ex after reduction by the time dilation is even greater than the average width of the reference samples. Yet Foley et al. claim that the null hypothesis, that is, "no time dilation", is excluded at significance level of 99 %. <i>For proper statistical evaluation of the null hypothesis (no time dilation), we need a statistically valid samples of the spectral features for supernovae with the same width at $z = 0$, as the observed width of the supernova 1997ex at $z = 0.361$.</i> No such comparison was made. I find, therefore, that both their method of selecting the supernova and their application of statistics invalidates their conclusion. The conclusion that I draw is that the data by Goldhaber et al. [94], who investigated 42 high-redshift supernovae, are most likely the best data we have. Their data show an absence of a reasonable Malmquist bias if the time dilation is assumed. Their data indicate, therefore, that the time dilation is false. The supernovae data used in Fig. 6, indicate strongly that the time dilation is false.</p>	<p>Недавно, Фоли(Foley) и др. [96] заявили, что имеют "Точное измерение растяжения времени в спектральной эволюции Сверхновой 1997ex типа Ia с умеренным красным смещением". Авторы выбрали одну Сверхновую из несколько сотен. Фактически, она была выбрана примерно 7 годами ранее, как показывающая "растяжения времени" в соответствии с предвзятыми представлениями; см. Филиппенко и Райс [97] и, в частности, страницу 7 этого источника. <i>В надлежащей статистике мы не можем выбрать те элементы (Сверхновые), которые нам нравятся или мы считаем, что они соответствуют нашим идеям.</i> Сверхновая 1997ex не была среди Сверхновых, формирующих основу для Рис. 5 и 6. Ширина (яркость) 1997ex после деления на растяжение времени даже больше, чем средняя ширина справочных примеров. Все же Фоли и др. утверждают, что основная гипотеза, то есть, "нет растяжения времени", исключена с уровнем значимости 99 %. <i>Для надлежащей статистической оценки основной гипотезы (нет растяжения времени), мы нуждаемся в статистически значимых выборках спектральных особенностей Сверхновых с той же самой шириной в $z = 0$, как наблюдаемая ширина Сверхновой 1997ex в $z = 0.361$.</i> Никакое такое сравнение не было сделано. Я нахожу, поэтому, что и их метод выбора Сверхновой и их применение статистики лишают законной силы их заключение. Заключение, которое я получил, состоит в том, что данные Голдхабера и др. [94], исследовавших 42 Сверхновые с большим красным смещением, наиболее вероятно, являются лучшими данными, которые у нас есть. Их данные показывают отсутствие обоснованного смещения Малмквиста, если предполагать растяжение времени. Их данные указывают, поэтому, что растяжение времени ложно. Данные Сверхновых, используемые в Рис. 6, действительно указывают, что растяжение времени ложно.</p>
<p>In section 5.6.4, we mentioned that in plasma-redshift cosmology we should expect quasars to have large intrinsic redshifts. This is also supported by the lensing data (see Brynjolfsson [59]). But</p>	<p>В Разделе 5.6.4, мы упоминали, что в космологии плазменного красного смещения мы должны ожидать, что у квазаров будут большие внутренние красные смещения. Это также поддержано данными линзирования (см.</p>

<p>let us for a moment assume that the quasars are at cosmological distances in accordance with the usual consensus in the astronomical community. We have then as Hawkins showed [98] that the time scale of quasar variation does not increase with redshift as required by the time dilation.</p>	<p>Бринйолфссон [59]). Но пусть на мгновение предположим, что квазары находятся на космологических расстояниях в соответствии с обычным согласием в астрономическом сообществе. Мы имеем тогда, как показал Хокинс [98], что масштаб времени изменения квазара не увеличивается с красным смещением как требуется этим растяжением времени.</p>
<p>The expansion hypothesis affects strongly the brightness-red shift relation. Peebles [69] (see in particular Eqs. (6.41) to (6.44) of that source) shows that the big-bang cosmology leads to $i = (1 + z)^{-3} i_0$, where i is the surface brightness or the energy flux per unit area, per solid angle, and per frequency interval in the expanding reference system, while i_0 is the corresponding energy flux in a nonexpanding system. When we integrate over the frequencies, we get further reduction with the increasing redshift, because of the photons redshift. We get then $I=(1+z)^{-4}I_0$. Recently, Eric Lerner [99] has compared these relations with great many observations and finds that they</p>	<p>Гипотеза расширения существенно влияет на соотношение яркость-красное смещение. Пиблс (Peebles)[69] (см. в частности уравнения (6.41) - (6.44) из этого источника) показывает, что космология Большого Взрыва ведёт к $i=(1+z)^{-3}i_0$, где i - поверхностная яркость или энергетический поток на единице площади, на телесном угле, и на частотном интервале в расширяющейся системе отсчета, в то время как i_0 - соответствующий энергетический поток в нерасширяющейся системе. Когда мы интегрируем по частотам, мы получаем дальнейшее уменьшение при увеличении красного смещения, из-за красного смещения фотонов. Мы получаем тогда $I=(1+z)^{-4}I_0$. Недавно, Эрик Лернер (Lerner) [99] сравнил эти соотношения с очень многими наблюдениями и обнаруживает что они</p>
49	49
<p>contradict observation. Thus, also his analysis shows that the cosmic time dilation is false.</p>	<p>противоречат наблюдению. Таким образом, его анализ также показывает, что космологическое растяжение времени ложно.</p>
<p>The plasma redshift explains the observed redshift without any expansion, or cosmological time dilation; see Fig. 6. It explains also the CMB and the observed X-ray intensity, see in sections 5.10 and 5.11. Plasma-redshift cosmology needs neither "dark matter" nor "dark energy". The plasma redshift is based only on conventional physics, as we know it from the laboratory experiments. We have only made more exact calculations than those usually found in the literature (see "Comment A2" to "Comment A5" in Appendix A). Plasma redshift is not invented for explaining something. Instead, the conventional physics, without any new assumptions, leads to such phenomena as the cosmological redshift</p>	<p>Плазменное красное смещение объясняет наблюдаемое красное смещение без любого расширения или космологического растяжения времени; см. Рис. 6. Оно объясняет также МФИ и наблюдаемую интенсивность рентгеновских лучей, см. в Разделах 5.10 и 5.11. Космология плазменного красного смещения не нуждается ни "в тёмной материи", ни "тёмной энергии". Плазменное красное смещение базируется только на обычной физике, как мы знаем это из лабораторных экспериментов. Мы только сделали более точные вычисления, чем обычно находимые в литературе (см. "Комментарий A2" - "Комментарий A5" в Приложении А). Плазменное красное смещение не изобретено для того, чтобы объяснить что-то. Наоборот, обычная физика, без любых новых предположений, приводит к таким явлениям</p>

<p>and the CMB. The plasma redshift is an integral part of conventional physics. There is no place for the big bang cosmology.</p>	<p>как космологическое красное смещение и МФИ. ПКС - неотъемлемая часть обычной физики. Для космологии Большого Взрыва места нет.</p>
<p>13. To compensate the discrepancy, mentioned above, in theory BB with the observation data, Perlmutter has introduced concept of the accelerated expansion of space of the Universe.</p> <p>Value of H_0 in this theory is the own. And till now an explanation of one effect is not discovered yet within the limits of BB-theory. This effect was discovered by Perlmutter - is the effect of redistribution of a spectrum of received frequencies from SN Ia depending on z [see the Eq.(3), Perlmutter S. and all, "K-corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae", arXiv:astro-ph/0205351 v1 21 May 2002.]</p> <p>But it is problems of BB-theory, but not of PRS-theory. Each of these theories explains observable effects in own way, however such explanations contradicting one other cannot tell, which of these theories is not right. Both of them match a reality, because in them there are values of the parametres, which are allowing to calculate observed characteristics of the viewed effects with some accuracy.</p> <p>Swans should not point out to a pig that its tail cannot drive its flight, and its weight is too large for flight - a pig does not fly at all; and the pig should not point out to swans that they cannot feed up baby birds as they do not have milk.</p> <p>Analogously, one theory can not point out for other theory how everything should be from a point of view of first theory. For example, PRS-theory should not point out for BB-theory that it should not take into consideration a time dilatation in received intensity of SN Ia - this dilatation is essential in BB-theory; in the same way and BB-theory should not criticise PRS-theory for the wrong concentration N_e of electrons in expanding space - the space is static in PRS-theory.</p>	<p>13. Чтобы компенсировать указанное выше несоответствие в теории БВ с наблюдательными данными, Перлмуттер ввёл понятие ускоренного расширения пространства Вселенной.</p> <p>Значение H_0 в этой теории своё. И до сих пор в рамках теории БВ ещё не найдено объяснение обнаруженного Перлмуттером эффекта перераспределения спектра принимаемых частот SN Ia по эпохам в зависимости от z [см. формулу (3) Perlmutter S. and all, K-corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae, arXiv:astro-ph/0205351 v1 21 May 2002.]</p> <p>Но это проблемы теории БВ, но не теории ПКС. Каждая из этих теорий объясняет наблюдаемые эффекты по-своему, однако противоречащие друг другу эти объяснения не могут сказать, какая из этих теорий не верна, поскольку они обе реальности соответствуют, так как в них имеются значения параметров, позволяющие рассчитать с некоторой точностью наблюдаемые характеристики рассматриваемых эффектов.</p> <p>Не должны лебеди указывать свинье, что её хвост не может управлять её полётом, а её вес слишком большой для полёта – свинья же вообще не летает; а свинья не должна указывать лебедям, что они не смогут выкормить птенцов, поскольку у них нет молока.</p> <p>Аналогично, нельзя указывать одной теории, как всё должно быть с позиции другой теории. Например, теория ПКС не должна указывать теории БВ, что нельзя учитывать растяжение времени в принимаемой интенсивности SN Ia - в теории БВ это растяжение существенно; точно так же и теория БВ не должна критиковать теорию ПКС за неправильную концентрацию N_e электронов в расширяющемся пространстве - в теории ПКС пространство статическое.</p>

<p>The magnitude-redshift relation, Eq. (54) is particularly significant, because it shows that the plasma redshift does not only predict $N_e = 1.95 \cdot 10^{-4} \cdot (H_0/60) \text{cm}^{-3}$, but predicts also correctly the corresponding dimming that is caused by Compton scattering. In the big-bang cosmology the distances are often assumed to be proportional to $d_{bb} = (c/H_0) \cdot z$, which for large redshifts is much larger than $d = (c/H_0) \cdot \ln(1 + z)$ given by Eq. (50) for plasma-redshift cosmology. See also the first terms on the right sides of Eqs. (54) and (55). For correcting some of the additional dimming caused by the large d_{bb}, the big-bang cosmologists were forced to assume also a variable "dark energy" in addition to "dark matter". Neither of these fudge factors are needed in the plasma-redshift explanations of the many observed phenomena (see Fig. 1 for the distance-redshift relation in an article by Brynjolfsson [59]).</p>	<p>Уравнение (54), связь магнитуда-красное смещение, является особенно существенным, потому что оно показывает, что ПКС не только предсказывает $N_e = 1.95 \cdot 10^{-4} \cdot (H_0/60) \text{cm}^{-3}$, но также правильно предсказывает соответствующее потускнение, которое вызвано Комптоновским рассеянием. В космологии Большого Взрыва расстояния, как часто полагают, пропорционально $d_{bb} = (c/H_0) \cdot z$, что для больших красных смещений намного больше, чем $d = (c/H_0) \cdot \ln(1 + z)$, данное уравнением (50) для космологии ПКС. См. также первые члены в правых сторонах уравнений (54) и (55). Для того, чтобы скорректировать дополнительное потускнение, вызванное большим d_{bb}, космологи Большого Взрыва были вынуждены принять также переменную "тёмную энергию" в дополнение к "тёмной материи". Ни один из этих надуманных факторов не является необходимым в объяснениях ПКС для многих наблюдаемых явлений (см. Рис. 1 для соотношения расстояние-красное смещение в статье Бриньолфссона [59]).</p>
<p>The second term on the right side in Eq. (54) consists of two contributions: $2.5 \log(1 + z)$ for the energy loss to plasma redshift when the photons penetrate the intergalactic plasma, and $5.0 \log(1 + z)$ for the loss of photons (in a narrow beam geometry) by Compton scattering on the plasma electrons. In the big-bang cosmology the time dilation is an integral part. In Eq. (55) the second term consists of two terms: $2.5 \log(1 + z)$ for the energy loss in the redshift and $2.5 \log(1 + z)$ for the energy loss caused by cosmic time dilation. Riess et al [93] include this term, $5 \log(1 + z)$, by defining the "luminosity distance" as, $R_L = R \cdot (1 + z)$.</p>	<p>Второй член в правой стороне в уравнении (54) состоит из двух вкладов: $2.5 \log(1 + z)$ - из-за потери энергии, то есть, плазменном красном смещении, когда фотоны проходят через межгалактическую плазму, и $5.0 \log(1 + z)$ -из-за потери фотонов (в геометрии узкого пучка) при Комптоновском рассеянии на плазменных электронах. В космологии Большого Взрыва растяжение времени - неотъемлемая часть. В уравнении (55) вторые члены состоят из двух членов: $2.5 \log(1 + z)$ – из-за потери энергии в красном смещении и $2.5 \log(1 + z)$ – из-за потери энергии, вызванной космическим растяжением времени. Райс и др. [93] включают этот член, $5 \log(1 + z)$ определяя "расстояние яркости" как $R_L = R \cdot (1 + z)$.</p>
<p>When I prepared Fig. 5, I used the data for M as reported by Riess et al. [91-92]. I could get a reasonable fit to the theoretical curve, because the highest redshift was about $z = 0.97$. It can be seen, however, that the three points with the highest redshifts are slightly below the theoretical curve, and for $z < 0.1$ the average of the</p>	<p>Когда я готовил Рис. 5, я использовал данные для M, как описано Райсом и др. [91-92]. Я мог получить приемлемое соответствие к теоретической кривой, потому что самое высокое красное смещение было около $z=0.97$. Можно заметить, однако, что три точки с самыми высокими красными смещениями немного ниже теоретической кривой, и для z</p>

<p>points is slightly above the curve. This is because I had not corrected the reported values for M for the false time dilation. When I later wanted to apply the expanded data by Riess et al. [93] this trend in the data was exasperated. The data did not fit very well to the theoretical curve, the high-z value for the supernovae were consistently too far below the curve. Riess et al. [91-93] had when evaluating the absolute magnitude divided the intensity by the false time dilation factor $(1 + z)$. This reduces their estimate of the light intensity of the supernova, and increases their estimate of the absolute magnitude to a value M_{exp}. We must therefore back-correct the reported data and replace M_{exp} by M, which is then given by</p>	<p><0.1 среднее этих точек немного выше кривой. Это потому, что я не исправил сообщённые значения для M для ложного растяжения времени. Когда я позже хотел применить "расширенные" данные Райса и др. [93], эта тенденция в данных была усилена. Данные не очень хорошо соответствовали теоретической кривой, при больших z значение для Сверхновых были последовательно слишком ниже кривой. Райс и др. [91-93] имел при оценке абсолютной величины интенсивность, делённую на ложный коэффициент растяжения времени $(1 + z)$. Это уменьшает их оценку интенсивности света Сверхновой, и увеличивает их оценку абсолютной величины к значению M_{exp}. Мы должны поэтому обратно скорректировать сообщенные данные и заменить M_{exp} на M, что тогда даёт</p>
$M = M_{exp} - 2.5 \ln(1 + z).$	$M = M_{exp} - 2.5 \ln(1 + z).$
<p>When we in this way back correct the data as reported by Riess et al. [93], we get the upper curve in Fig. 6, which compares well with the theoretical predictions of the plasma redshift theory. The lower curve is for the uncorrected data. In this case, the redshift on the abscissa is linear (for the purpose of spreading out the high-z values) and not logarithmic as in Fig. 5.</p>	<p>Когда мы таким образом обратно исправляем данные от сообщенных Райсом и др. [93], мы получаем верхнюю кривую в Рис. 6, которая хорошо сравнивается с теоретическими прогнозами теории ПКС. Более низкая кривая - для неисправленных данных. В этом случае, красное смещение на абсциссе – линейное (с целью распределения высоких значений z), а не логарифмическое, как на Рис. 5.</p>
<p>The plasma redshift predicts that a part of the observed redshift is due to the corona of the Milky Way Galaxy and the corona of the host galaxy. For this reason, we have reduced all the redshifts, z, by an amount $\Delta z = 0.00185$. This is nearly an insignificant correction, but in principle a correction on this order of magnitude should be applied when using the plasma-redshift theory. This corresponds to reducing the average redshift by $\Delta z = 0.000925$ for each galaxy. This correction for the intrinsic redshift of the galaxies does not affect the form of the curve, but it affects slightly the value of the Hubble constant. The corresponding Hubble constant is $H_0 = 59.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. The main reduction of the Hubble constant is due to the elimination of the false time dilation.</p>	<p>Плазменное красное смещение предсказывает, что часть наблюдаемого красного смещения образовано из-за короны Галактики Млечный Путь и короны хозяйской галактики. Поэтому мы уменьшили все красные смещения z на величину $\Delta z = 0.00185$. Это - почти незаметное исправление, но в принципе исправление на величину такого порядка должно быть обязательно при использовании теории ПКС. Это соответствует среднему сокращению красного смещения $\Delta z = 0.000925$ для каждой галактики. Это исправление для присущего галактикам красного смещения не влияет на форму кривой, но это немного влияет на значение константы Хаббла. Соответствующая константа Хаббла $H_0 = 59.4 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Основное уменьшение константы Хаббла произошло из-за устранения ложного растяжения времени.</p>

50	50
<p>In Fig. (6), we used all of the 186 supernovae reported. The distribution in the M-values around the theoretical curve is nearly gaussian with a standard deviation for an individual sample of about $\sigma_M = 0.30$ of a magnitude; see Brynjolfsson [95]. This variance in the data is equal to that obtained by Riess et al. [93] when using in addition to the big-bang expansion hypothesis both the "dark energy" and the "dark matter" parameters for minimizing the variance. The plasma-red shift cosmology has no need for such adjustable parameters. As Fig. 6 shows, the data support with high accuracy the plasma redshift theory, which has no time dilation, no dark matter, and no dark energy.</p>	<p>На Рис. (6) мы использовали данные по всем опубликованным 186 Сверхновым. Распределение значений M вокруг теоретической кривой является почти гауссовым со стандартным отклонением для отдельной выборки приблизительно $\sigma_M = 0.30$ магнитуды; см. Бринйолфссон [95]. Это различие в данных равно полученному Райсом и др. [93] при использовании им в дополнение к гипотезе расширения из-за Большого Взрыва и параметров "тёмная энергия" и "тёмная материя" для того, чтобы минимизировать различие. У космологии ПКС нет никакой потребности в таких регулируемых параметрах. Как показывает Рис. 6, данные с высокой точностью поддерживают теорию ПКС, у которой нет растяжения времени, тёмной материи, и тёмной энергии.</p>
<p>14. No data can confirm or support the theory.</p> <p>The words "to confirm" and "to support" are untrue. It is natural that the data which are not concerning to the viewed theory, do not any influence on the theory, and the data which are concerning to the viewed theory, with available accuracy can only match or not match the theory. That is, such data with some probability can only reject or not reject the theory. Thus, only those data will be concerning to the viewed theory which are gained in experiments and observations carried out within the limits of this theory, or have been converted into its limits.</p> <p>For example, experiment carried out within the limits of SRT on the Earth for measuring of a velocity of light in vacuum, with high accuracy shows a constancy of this velocity. But this effect does not influence in any way Stationary Aether Theory (SAT - where the velocity of light in vacuum should be aeolotropic because the Earth is moving in space). However, being transformed into the limits of SAT, such result of this experiment will show anisotropy of speed of light in vacuum, matching SAT.</p>	<p>14. Никакие данные не могут подтвердить или поддержать теорию.</p> <p>Неверны сами термины "подтвердить" и "поддержать". Естественно, что данные, не относящиеся к рассматриваемой теории, никакого влияния на теорию не оказывают, а данные, относящиеся к рассматриваемой теории, с имеющейся точностью могут лишь соответствовать или не соответствовать теории. То есть, такие данные с некоторой вероятностью могут лишь отвергнуть или не отвергнуть теорию. При этом, к рассматриваемой теории могут относиться только данные, полученные в экспериментах и наблюдениях, проведенных в рамках этой теории, или пересчитанные в её рамки.</p> <p>Например, эксперимент по измерению скорости света в вакууме, проведённый на Земле в рамках СТО, с высокой точностью показывает постоянство этой скорости. Но этот результат никак не влияет на теорию СЭТ (где скорость света в вакууме должна быть анизотропной, поскольку Земля движется в пространстве). Однако, будучи пересчитанным в рамки теории СЭТ, результат этого эксперимента покажет анизотропию величины скорости света в вакууме, соответствующую СЭТ.</p> <p>Другой пример. В рамках теории разбегания</p>

<p>Other example. Within the limits of the theory of escaping galaxies it is possible to state that from their redshifts according to a Doppler effect the velocities of the galaxies have been obtained. However, within the limits of BB-theory, on the same redshifts the factor of dilation $\alpha(t)$ has been gained, but not at all the velocity of escaping. And within the limits of SAT a value of a redshift testifies to value of an energy loss by each photon, instead of testifying about of escaping velocity of galaxies or about value of dilation factor of space.</p> <p>Thus, various theories can have the different calculated values of parametres and constants. It contradicts nothing, because we directly do not measure these values yet. And when we can measure them directly we should do it within the limits of each of viewed theories separately.</p>	<p>галактик можно утверждать, что по красному смещению галактик в соответствии с эффектом Доплера была получена скорость отдаления этих галактик. Однако, в рамках теории БВ, по тому же красному смещению была получена величина расширения $\alpha(t)$, а вовсе не скорость разбегания. А в рамках СЭТ величина красного смещения свидетельствует о величине потери энергии каждым фотоном, а не о скорости разбегания галактик и не о величине расширения пространства.</p> <p>Таким образом, разные теории могут иметь разные рассчитанные величины параметров и констант. Это ничему не противоречит, так как мы эти величины пока непосредственно не измеряем. А когда сможем их измерить непосредственно, то должны будем это делать в рамках каждой из рассматриваемых теорий отдельно.</p>
<p>5.10 Cosmic microwave background radiation</p>	<p>5.10. Космическое микроволновое фоновое излучение</p>
<p>The cosmic microwave background (CMB) radiation has a spectrum and intensity corresponding to a radiation from a thermal blackbody cavity with temperature of $T_{CMB} = 2.728 \pm 0.002$ K, as estimated by Fixen et al. [100] (Peebles [69] used an estimate of 2.736 ± 0.017 K; see his Eq.6.1.). This isotropic radiation is often been mentioned as a strong proof for the big bang hypothesis. It has been difficult to find any other reasonable explanation for it. In spite of the frequently quoted "proofs" and the contention that only the big bang hypothesis can explain the CMB, we will show that the plasma-redshift cosmology gives a rather simple explanation of the microwave background.</p>	<p>Космическое микроволновое фоновое (СМВ) излучение (МФИ) имеет спектр и интенсивность, соответствующие излучению из тепловой полости абсолютно чёрного тела с температурой $T_{CMB} = 2.728 \pm 0.002$ K, как установлено Фиксеном(Fixen) и др. [100] (Пиблс [69] использовал оценку 2.736 ± 0.017 K; см. его Уравнение 6.1.). Это изотропное излучение часто упоминается как прочное доказательство гипотезы Большого Взрыва. Было трудно обнаружить любое другое разумное объяснение этому. Несмотря на часто указываемые "доказательства" и утверждение, что только гипотеза Большого Взрыва может объяснить МФИ, мы покажем, что космология плазменного красного смещения дает довольно простое объяснение микроволнового фона.</p>
<p>15. In 1996 Fixen gave an estimate $T_{CMB} = 2.728 \pm 0.004$ K.</p>	<p>15. Фиксен в 1996г. дал оценку $T_{CMB} = 2.728 \pm 0.004$ K.</p>
<p>We saw in sections 5.7, 5.8 and 5.9 that the plasma redshift, which follows from basic axioms of physics, leads to relatively high densities and high temperatures in intergalactic space. These same densities</p>	<p>Мы видим в Разделах 5.7, 5.8 и 5.9, что ПКС, которое вытекает из основных аксиом физики, приводит к относительно высоким плотностям и высоким температурам в межгалактическом пространстве. Так вот эти же самые плотности</p>

and temperatures explain not only the cosmological redshift, but also the CMB, and the X-ray background, as we will see.	и температуры объясняют не только космологическое красное смещение, но также и МФИ, и рентгеновский фон, как мы далее увидим.
From the Hubble constant, derived from the experiments in Fig. 6 and Eq. (49), we determine the electron density to be	По константе Хаббла, выведенной из экспериментов (Рис. 6), и уравнения (49) мы определяем концентрацию электронов:
$(N_e)_{av} = 1.95 \cdot 10^{-4} (H_0/60) \text{ cm}^{-3}. (57)$	$(N_e)_{av} = 1.95 \cdot 10^{-4} (H_0/60) \text{ cm}^{-3}. (57)$
The value of the Hubble constant, $H_0 = 74.5$, estimated by Press [87] and used in Eq. (49), is likely to be too large, because the researchers did not take adequately into account the intrinsic redshifts of galaxies. The value is also affected by the false time dilation, which was assumed to be valid. We have in this case used a Hubble constant of $H_0 \approx 60 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ for the intergalactic space, as indicated by the analysis of the SNe Ia in Fig. 6, which depends less on the intrinsic redshifts of galaxies, and is not affected by a false time dilation.	Значение константы Хаббла, $H_0 = 74.5$, установленное Прессом (Press) [87] и используемое в уравнении (49), вероятно, будет слишком большим, потому что исследователи не брали соответственно во внимание красные смещения собственно галактик. На это значение также влияет ложное растяжение времени, по предположению - справедливое. Мы в этом случае использовали константу Хаббла $H_0 \approx 60 \text{ км/сек Мпк}^{-1}$ для межгалактического пространства, как указано анализом SN Ia на Рис. 6, которая зависит меньше от собственных красных смещений галактик, и на которую не влияет ложное растяжение времени.
The intergalactic plasma will gradually absorb the photon energy and create a blackbody cavity with a radius, which is about equal to the plasma-redshift distance, $R_{pl} = k_{pl}^{-1}$, where k_{pl} is the absorption coefficient in the plasma redshift. We get	Межгалактическая плазма будет постепенно поглощать энергию фотона и создавать полость абсолютно чёрного тела с радиусом, который примерно равен расстоянию плазменного красного смещения, $R_{pl} = k_{pl}^{-1}$, где k_{pl} коэффициент поглощения в плазменном красном смещении. Мы получаем
	$R_{pl} = \frac{1}{3.326 \cdot 10^{-25} (N_e)_{av}} = 1.542 \cdot 10^{28} \left(\frac{60}{H_0}\right) \text{ cm}. (58)$
The plasma redshift absorption length, R_{pl} , is equal to the Hubble length, c/H_0 . The Compton scattering length, R_C , which is one half of R_{pl} , is given by	Длина поглощения ПКС R_{pl} равна длине Хаббла c/H_0 . Длина Комптоновского рассеяния R_C , которая равна половине R_{pl} , описывается как
	$R_C = \frac{1}{6.652 \cdot 10^{-25} (N_e)_{av}} = 7.71 \cdot 10^{27} \left(\frac{60}{H_0}\right) \text{ cm}.$
The CMB radiation, which is emitted by the plasma, can be scattered many times and will be uniform and isotropic.	МФИ, которое испускается плазмой, может быть рассеяно много раз и будет равномерно и изотропно.
The plasma-redshift absorption is $k_{pl}=1/R_{pl} = 3.3262 \cdot 10^{-25} (N_e)_{av} = 6.486 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^{-1}$, where R_{pl} and $(N_e)_{av}$ are given by Eqs. (58) and (57). As shown in section C1.7 of Appendix C, this leads to	Поглощение плазменного красного смещения - $k_{pl}=1/R_{pl} = 3.3262 \cdot 10^{-25} (N_e)_{av} = 6.486 \cdot 10^{-29} \text{ см}^{-1}$, где R_{pl} и $(N_e)_{av}$ даны уравнениями (58) и (57). Как показано в Разделе C1.7 Приложения C, это приводит к
	$R_{pl} j_\nu = I_\nu = B_\nu(T_{CMB}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/T_{CMB}} - 1} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ Hz}^{-1}. (59)$
This equation shows that the photon	Это уравнение показывает, что у интенсивности

<p>intensity, I_ν, emitted by the intergalactic plasma has a perfect blackbody spectrum. The plasma redshift absorption, which is independent of frequency, is the dominant absorption (usually by several orders of magnitudes), as shown in sections C1.2 to C1.5 of Appendix C. The plasma acts as a blackbody cavity. The "free" electrons are mainly responsible for the emission.</p>	<p>фотонов I_ν, испускаемых межгалактической плазмой, есть точный спектр излучения абсолютно черного тела. Поглощение при плазменном красном смещении, которое не зависит от частоты, является доминирующим поглощением (обычно несколькими порядками магнитуд), как показано в Разделах C1.2 - C1.5 Приложения C. Плазма действует как полость абсолютно чёрного тела. "Свободные электроны", в основном, ответственны за эмиссию.</p>
<p>51</p>	<p>51</p>
<p>The walls of this blackbody cavity consist of the particle density, $N_e(x)$, along the line of the radius, R_{pl}, from the observer. The column density, $\int N_e(x) dx = (N_e)_{av} R_{pl}$, forms the wall. The radiation pressure, p, inside this cavity is given by $p = u/3$, where u is the photon's energy density. We have then that</p>	<p>Стенки этой полости абсолютно чёрного тела содержат частицы в количестве $N_e(x)$, вдоль линии радиуса R_{pl} от наблюдателя. Линейная плотность $\int N_e(x) dx = (N_e)_{av} R_{pl}$, формирует стенку. Лучевое давление p в этой полости задано уравнением $p = u/3$, где u - фотонная плотность энергии. Мы тогда получаем</p>
$p = \frac{u}{3} = \frac{4\pi}{3c} \int_0^\infty B_\nu(T_{CMB}) d\nu = \frac{4\pi}{3c} \int_0^\infty \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{d\nu}{e^{h\nu/T_{CMB}} - 1} = \frac{4\sigma}{3c} T_{CMB}^4 \text{ erg cm}^{-3}. \quad (60)$	
<p>This photon pressure, p, in the usual way must be equal to particle pressure, NkT_e, in the "walls" of the cavity, because of the second law of thermodynamics. We get</p>	<p>Это давление фотона p обычно должно быть равным давлению частицы, NkT_e, в "стенках" полости, из-за второго начала термодинамики. Мы получаем</p>
$\frac{4\sigma}{c} T_{CMB}^4 = \alpha T_{CMB}^4 = 3NkT_e \text{ dyne cm}^{-2} \quad (61)$	
<p>where in Eq. (60) and (61), the partial pressure of CMB is $p = u/3 = (a/3)T_{CMB}^4$ dyne cm^{-2}, and where Stefan-Boltzmann constant for energy density is $a = 7.566 \cdot 10^{15}$ dyne $\text{cm}^{-2}\text{K}^{-4}$. For the particle density, we use the approximation: $N \approx N_p + N_{He} + N_e = (2.3/1.2) N_e \approx 1.917 N_e \text{ cm}^{-3}$. The electron density predicted by the plasma-redshift cosmology in section 5.9 is $N_e = 1.95 \cdot 10^{-4} \cdot (H_0/60) \text{ cm}^{-3}$. If the photons' energy density is mainly due to the CMB radiation with temperature $T_{CMB} = 2.728 \pm 0.002$ [100], we get that T_e is</p>	<p>где в уравнении (60) и (61), парциальное давление МФИ равно $p = u/3 = (a/3)T_{CMB}^4$ дин·см⁻², и где $a = 7.566 \cdot 10^{15}$ дин·см⁻²·К⁻⁴ - постоянная Стефана-Больцмана для плотности энергии. Для концентрации частиц мы используем аппроксимацию: $N \approx N_p + N_{He} + N_e = (2.3/1.2) N_e \approx 1.917 N_e \text{ см}^{-3}$. Концентрация электронов, предсказанная космологией ПКС в Разделе 5.9, равна $N_e = 1.95 \cdot 10^{-4} \cdot (H_0/60) \text{ см}^{-3}$. Если плотность энергии фотонов формируется, в основном, космологическим МФИ с температурой $T_{CMB} = 2.728 \pm 0.002$ [100], мы получаем, что T_e равно</p>
$T_e = \frac{\alpha T_{CMB}^4}{3Nk} = \frac{4.1902 \cdot 10^{-13}}{3 \cdot 1.917 \cdot (T_e)_{av} \cdot 1.3807 \cdot 10^{-16}} = 2.706 \cdot 10^6 \frac{60}{H_0} \text{ K}, \quad (62)$	
<p>where $(N_e)_{av} = 1.95 \cdot 10^{-4} \cdot (H_0/60) \text{ cm}^{-3}$, and $k=1.3807 \cdot 10^{-16}$ is the Boltzmann constant.</p>	<p>где $(N_e)_{av} = 1.95 \cdot 10^{-4} \cdot (H_0/60) \text{ см}^{-3}$, и $k=1.3807 \cdot 10^{-16}$ является Постоянной Больцмана.</p>
<p>The blackbody radiation is well defined through N_e and T_e, which are averaged over the distance $R_{pl} \approx 5000$ Mpc. We see</p>	<p>Излучение черного тела хорошо определено через N_e и T_e, которые усреднены по расстоянию $R_{pl} \approx 5000$ Мпк. Мы видим, что</p>

<p>that the intensity, $4\pi \int I_\nu d\nu = caT_{CMB}^4 = 3\epsilon p$, of the CMB, according to Eqs. (59) to (61), is proportional to the pressure p. In spite of the temperature variations caused by the "bubble" formations in the plasma, the CMB temperature, T_{CMB} is about the same in the cold and hot regions of space, provided the pressure is the same. The pressure should vary much less than the temperatures and the densities. The large dimensions $R_{pl} \approx 5000$ Mpc, the constancy of the pressure, and the fact that the plasma redshift absorption and emission dominate by several orders of magnitude the other absorption and emission processes from $\nu = 10^9$ Hz to $\nu = 5 \cdot 10^{11}$ Hz, (see sections C1.2 to C1.5 of Appendix C) helps us understand why T_{CMB} is so well defined and isotropic, as observations indicate. Close to galaxy clusters, where the pressure is higher, the CMB temperature should be slightly higher as measurements indicate. This is, especially, clear within our Milky Way.</p>	<p>интенсивность МФИ $4\pi \int I_\nu d\nu = caT_{CMB}^4 = 3\epsilon p$, согласно уравнениям (59) - (61), пропорциональна давлению p. Несмотря на температурные вариации, вызванные "пузырчатыми" формированиями в плазме, температура МФИ T_{CMB}, примерно одинаковая в холодных и горячих областях пространства, создавала одно и то же давление. Давление должно изменяться намного меньше, чем температура и плотность. Большие размеры $R_{pl} \approx 5000$ Мпс, постоянство давления, и факт, что поглощение и эмиссия ПКС доминируют несколькими порядками магнитуды над другими поглощающими и эмиссионными процессами от частоты $\nu = 10^9$ гц до частоты $5 \cdot 10^{11}$ гц (см. Разделы C1.2 - C1.5 Приложения C), помогает нам понять, почему T_{CMB} так хорошо определен и изотропен, как показывают наблюдения. Вблизи кластеров галактик, где давление более высокое, температура МФИ должна быть немного более высокой, как показывают измерения. Это особенно очевидно в пределах нашего Млечного пути.</p>
<p>Intensities at frequencies below the CMB are consistent with the plasma redshift theory. Below about $\nu \approx 10^9$ Hz, the plasma-red shift cut-off gradually sets in. The cut-off begins in the coldest filaments of space and then in the colder regions. Just below the cut-off, the intensity accumulates and increases therefore as the frequency decreases.</p>	<p>Интенсивность на частотах ниже МФИ совместима с теорией плазменного красного смещения. Ниже $\nu \approx 10^9$ Гц порог ПКС постепенно сдвигается. Порог начинается в самых холодных участках пространства и затем в менее холодных областях. Непосредственно ниже порога интенсивность накапливается и поэтому увеличивается при уменьшении частоты.</p>
<p>According to Eqs. (16), (57) and (63), we have for average density and temperature that the 50 % cut-off for plasma red shift is at $\lambda \approx 684$ cm, or at the frequency of $\nu = 44$ MHz. In the colder regions of space the density and temperature may be about 10 times lower and 10 times higher, respectively, than the average. The 50 % cut-off wavelength is then $\lambda \approx 216$ cm, or at the frequency of $\nu = 139$ MHz. The hotter regions may have about 10 times lower density than the average and 10 times higher temperatures. The 50 % cut-off is then at the wavelength of $\lambda \approx 2164$ cm, or at the frequency of $\nu = 14$ MHz.</p>	<p>Согласно уравнениям (16), (57) и (63), мы имеем для средней плотности и температуры, что 50%-ый порог для ПКС равен $\lambda \approx 684$ см, или при частоте $\nu = 44$ МГц. В более холодных областях пространства плотность и температура могут быть приблизительно в 10 раз ниже и в 10 раз более высокими, соответственно, чем среднее число. 50 % порог длины волны тогда будет $\lambda \approx 216$ см, или на частоте $\nu = 139$ МГц. В более горячих областях может быть приблизительно в 10 раз более низкая плотность, чем средняя, и в 10 раз более высокие температуры. 50 % порог длины волны тогда будет $\lambda \approx 2164$ см, или на частоте $\nu = 14$ МГц.</p>

<p>Keshet et al. [101] have evaluated the observed intensities in this region; see in particular their Fig. 6. They find that the intensity increases with decreasing frequency approximately as $I_\nu \sim \nu^{-1.3}$, which is about what we should expect. The cut-off frequency, $\nu = 44$ MHz, for the average density and temperature is in the middle of the intensity increase, as we should expect. Like the cut-off in the middle of the transition zone to the solar corona, this is another beautiful and independent confirmation of the plasma-redshift theory.</p>	<p>Кешет (Keshet) и др. [101] оценили наблюдаемую интенсивность в этой области; см. в частности их Рис. 6. Они обнаружили, что интенсивность увеличивается с уменьшением частоты приблизительно как $I_\nu \sim \nu^{-1.3}$, что примерно совпадает с ожидаемым результатом. Критическая частота, $\nu = 44$ МГц, для средней плотности и температуры находится в середине увеличения интенсивности, как ожидается. Подобно порогу в середине переходной зоны к солнечной короне, это - другое красивое и независимое подтверждение теории плазменного красного смещения.</p>
52	52
<p>The experimental data contain a significant contribution from the Milky Way Galaxy, especially, at low galactic latitude towards the Galactic center; see Fig. (8) of Keshet at al. [101]. This is consistent with plasma-redshift theory. As Eq. (61) illustrates, the emitted microwave energy in $\text{erg}\cdot\text{cm}^{-3}$ increases proportional to the pressure, p. The pressure in the Milky Ways corona may be about 20 times higher than in the intergalactic space (see section 5.7), but at high Galactic latitudes the column density is much lower. At high galactic latitudes, the intergalactic space then determines the intensity in the 3 to 300 MHz frequency-range. Even in the direction of the anticenter, the intensity is close to that of the Galactic poles. As we reduce the latitude towards the Galactic center, the density increases significantly, and the emission from the Galactic plasma becomes more pronounced. Due to the increased densities, the cut-off frequency for the plasma redshift increases. We see therefore increased intensity of the background in the 10 to 300 MHz frequency-range. The observed variation in Fig. 8 of Keshet at al. [101] is consistent with the plasma redshift theory. It reinforces the above conclusion that the observations of the intensity below about 10^9 Hz confirm the predictions of the plasma-redshift cosmology.</p>	<p>Экспериментальные данные содержат существенный вклад от Галактики Млечный путь, особенно, в малых галактических широтах по направлению к галактическому центру; см. Рис. (8) Кешет и др. [101]. Это совместимо с теорией ПКС. Как поясняет уравнение (61), испускаемая микроволновая энергия в $\text{эрг}\cdot\text{см}^{-3}$ пропорциональна давлению p. Давление в короне Млечного пути может быть приблизительно в 20 раз более высоким, чем в межгалактическом пространстве (см. Раздел 5.7), но в высоких галактических широтах линейная плотность намного ниже. В высоких галактических широтах межгалактическое пространство тогда определяет интенсивность в частотном диапазоне на 3 - 300 МГц. Даже в направлении антицентра, напряженность близка к напряженности из галактических полюсов. По мере уменьшения широты к галактическому центру, плотность значительно увеличивается, и эмиссия от галактической плазмы становится более явной. Из-за увеличенной плотности растёт пороговая частота для ПКС. Мы видим поэтому увеличенную интенсивность фона в частотном диапазоне на 10 - 300 МГц. Наблюдаемая вариация в Рис. 8 Кешеи и др. [101] совместимо с плазменной теорией красного смещения. Это усиливает вышеупомянутое заключение, что наблюдения за интенсивностью 10^9 Гц подтверждают предсказания космологии ПКС.</p>

<p>Intensities at frequencies above the CMB are consistent with the plasma redshift theory. We observe the continuum of redshifted photons from the high-frequency photons emitted by stars, active galactic nuclei (AGN), supernovae, and the high-pressure coronal plasma surrounding these objects. These objects are mostly characterized by point sources. These photons are gradually redshifted in the plasma surrounding these sources, in the coronas of the stars, the galaxies, the galaxy clusters, and in the intergalactic plasma. Some of these radiations are absorbed in condensations of colder plasma and in cloud formations usually in the coronas of galaxies. We should observe, therefore, a continuum intensities of photon frequencies above about $7 \cdot 10^{11}$ Hz to about 10^{16} Hz and beyond. The sources of the high-energy radiations are usually found in and close to the galaxies. The energy content is sometimes estimated to be on the order of 10 % of the CMB radiation. If these other radiations contribute about 10 % of the CMB radiation, the average temperature is about $T_e \approx 3 \cdot 10^6 (60/H_0)$ K, with a high-energy tail skewing the thermal distribution. These predictions of the plasma-redshift theory are consistent with observations.</p>	<p>Интенсивность на частотах выше МФИ совместима с плазменной теорией красного смещения. Мы наблюдаем континуум покрасневших фотонов от высокочастотных фотонов, испускаемых звездами, ядрами активных галактик (AGN), Сверхновыми, и плазмой короны с высоким давлением, окружающей эти объекты. Эти объекты главным образом характеризуются, как точечные источники. Эти фотоны постепенно краснеют в плазме, окружающей эти источники, в коронах звезд, галактик, кластеров галактик, и в межгалактической плазме. Некоторые из этих излучений поглощены в конденсациях более холодной плазмы и в облачных образованиях, обычных в коронах галактик. Мы должны наблюдать, поэтому, интенсивность континуума частот фотона выше от примерно $7 \cdot 10^{11}$ Гц до примерно 10^{16} Гц и далее. Источники излучений высокой энергии обычно находятся внутри и вблизи галактик. Энергосодержание, как иногда оценивается, имеет порядка 10 % излучения МФИ. Если эти другие излучения вносят приблизительно 10 % излучения СМВ, то средняя температура будет примерно $T_e \approx 3 \cdot 10^6 (60/H_0)$ К, с высокоэнергетичным остатком, отклоняющим тепловое распределение. Эти прогнозы теории плазменного красного смещения совместимы с наблюдениями.</p>
<p>The average energy density of the X rays in intergalactic space may be about 22 % of the energy density in the CMB radiation. Most of that X-ray intensity is from the plasma, and the X-ray heating will then balance the X-ray cooling. Peebles [69] (see in particular Eq. (5.143) of that source) estimated for a Hubble constant of $H_0 = 60 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ that the average luminosity density from the brightest galaxies is about $7.8 \cdot 10^{-33} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-3}$. When we multiply this value by R_{pl} and divide by c, we get $4.01 \cdot 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3}$ for the energy density of the light in intergalactic space from the brightest galaxies. This is only about 0.95 % of the CMB. But Peebles [69] (see his remarks below his Eq. (5.168) of that source) also</p>	<p>Средняя плотность энергии X лучей в межгалактическом пространстве может составить приблизительно 22 % плотности энергии в излучении СМВ. Большая часть той рентгеновской интенсивности идет от плазмы, и рентгеновское нагревание будет тогда компенсировать рентгеновское охлаждение. Пиблс [69] (см. в частности, уравнение (5.143) этого источника), оцененный для константы Хаббла $H_0 = 60 \text{ км/сек Мпк}^{-1}$, что средняя плотность яркости от самых ярких галактик составляет приблизительно $7.8 \cdot 10^{-33} \text{ эрг}^{-1} \text{ см}^{-3}$. Когда мы умножаем это значение на R_{pl} и делим на c, мы получаем $4.01 \cdot 10^{-15} \text{ эрг см}^{-3}$ для плотности энергии света в межгалактическом пространстве от самых ярких галактик. Это - только приблизительно 0.95 % МФИ. Но Пиблс [69] (см. его замечания ниже уравнения (5.168)</p>

<p>indicated that the average light luminosity in intergalactic space could be 10 times higher, corresponding to about 10 % of the energy density in the CMB. If we add this to the very rough 22 % estimate, the average temperature per particle could be as high as about 1.32 times that derived in Eq. (62). Due to the uncertainty in the X-ray and light intensities, we will usually assume that the average temperature in intergalactic space is between 10 % and 32 % higher than that in Eq. (62), or about</p>	<p>из того же источника) также указал, что средняя световая яркость в межгалактическом пространстве могла быть в 10 раз более высокой, соответствуя приблизительно 10 % плотности энергии МФИ. Если мы прибавляем это к очень приблизительной 22%-ой оценке, средняя температура на частицу могла бы быть столь же высокой как примерно 1.32 раза, что и было получено в уравнении (62). В силу неопределенности в рентгеновских лучах и интенсивностях света, мы будем обычно предполагать, что средняя температура в межгалактическом пространстве между 10 % и 32 % выше, чем это дано в уравнении (62), или примерно</p>
<p>$T_{av} \approx (3 \text{ to } 3.6) 10^6 (60/H_0) \text{ K. (63)}$</p>	<p>$T_{av} \approx (3 \text{ to } 3.6) 10^6 (60/H_0) \text{ K. (63)}$</p>
<p>When analyzing the phenomena in the transition zone to the solar corona in section 5.1, the solar flares and arches in section 5.5, and the galactic corona in section 5.7, we saw that the plasma redshift has a tendency to create large hot "bubbles" with relatively cold plasma in the "walls" of the "bubbles". We expect to see similar phenomena in intergalactic space, where the "bubble" surfaces or the "walls" may have temperatures similar to that in the transition zone to the galactic corona, while the temperatures of the interiors of the "bubbles" could be high. In large "bubbles" the temperatures per particle may exceed 10 million K. The increase in Spitzer's thermal conductivity coefficient will limit the high temperatures, and the X-ray absorption will counteract the decrease in the temperature in the walls of the bubbles. These bubble structures will also have a tendency to build walls or bridges between galaxies (see the discussion in section 5.7 about the bridge between the Milky Way and the LMC).</p>	<p>Анализируя явления в переходной зоне к солнечной короне в Разделе 5.1, солнечных вспышках и арках в Разделе 5.5, и галактической короне в Разделе 5.7, мы видим, что у плазменного красного смещения есть тенденция создавать большие горячие "пузыри" с относительно холодной плазмой в "стенах" "пузырей". Мы ожидаем видеть подобные явления в межгалактическом пространстве, где у "пузырчатых" поверхностей или "стен" могут быть температуры, подобные температурам в переходной зоне к галактической короне, в то время как температуры внутренностей "пузырей" могли быть высокими. В больших "пузырях" температуры на каждую частицу могут превысить 10 миллионов К. Увеличение коэффициента теплопроводности Спитцера ограничит высокие температуры, и рентгеновское поглощение будет противодействовать уменьшению температуры в стенках пузырей. У этих пузырьчатых структур также будет тенденция строить стены или мосты между галактиками (см. обсуждение в Разделе 5.7 о мосте между Млечным путём и Большим Магеллановым облаком (LMC)).</p>
<p>53</p>	<p>53</p>
<p>It is likely that the magnetic field will influence the structures, and that it will be aligned with the walls. This "bubble" structure in intergalactic space will affect statistical variance in the measurements of</p>	<p>Вероятно, что магнитное поле будет влиять на структуры, и что оно будет совмещаться со стенками. Эта "пузырчатая" структура в межгалактическом пространстве воздействует на статистическую дисперсию при измерении</p>

the red shift versus distance and the determination of the Hubble constant.	зависимости красного смещения от расстояния, и на определение константы Хаббла.
5.11 X-ray intensity from intergalactic plasma	5.11. Интенсивность излучения межгалактической плазмы в рентгеновском диапазоне
In sparse hot plasma of intergalactic space, the free-free absorption, k'_ν , for the spectrum of the emitted X rays is small when compared with the plasma-redshift absorption; see sections C1.3 to C1.5 of Appendix C. Therefore, the corresponding free-free absorption length, $R'_\nu = 1/k'_\nu$, is many orders of magnitude larger than the plasma redshift distance R_{pl} . If R'_ν is used as an integration distance for the X-ray intensity from each cubic cm, the X-ray intensity would be very large. Many physicists believe, therefore, incorrectly that the high densities required by the plasma redshift would lead to much too high X-ray intensities. It is important for these physicists to realize that when disregarding the absorption from trace elements the absorption length to be used for the integration is $R_{pl} = 1/k_{pl}$, and not R'_ν ; see section C1.4 and C1.5 in Appendix C.	В редкой горячей плазме межгалактического пространства, свободно-свободное поглощение k'_ν для спектра испускаемых X-лучей является небольшим по сравнению с поглощением от плазменного красного смещения; см. Разделы C1.3-C1.5 Приложения C. Поэтому, соответствующая свободно-свободная длина поглощения $R'_\nu = 1/k'_\nu$ больше на много порядков величины, чем расстояние ПКС R_{pl} . Если R'_ν использовать как расстояние интегрирования для рентгеновской интенсивности от каждого см ³ , рентгеновская интенсивность была бы очень большой. Многие физики, поэтому, неверно полагают, что высокая плотность, требуемая плазменным красным смещением, привела бы к слишком высокой рентгеновской интенсивности. Для этих физиков важно понять, что при игнорировании поглощения редкими элементами длина поглощения, которая будет использоваться для интегрирования, является $R_{pl} = 1/k_{pl}$, а не R'_ν ; см. Статью 4 Раздела и C1.5 в Приложении C.
When we include the absorption by trace elements, the actual absorption length, R_ν , for the X rays in the intergalactic plasma and in the Milky Way's corona is even much shorter than the plasma-redshift distance, $R_{pl} = 1.54 \cdot 10^{25} (60/H_0)$; see the last line in Table C1 in Appendix C.	А когда мы включаем в расчет поглощение редкими элементами, фактическая длина поглощения R_ν для рентгеновских лучей в межгалактической плазме и в короне Млечного пути будет даже намного короче, чем расстояние ПКС $R_{pl} = 1.54 \cdot 10^{25} (60/H_0)$; см. последнюю строку Таблицы C1 в Приложении C.
When we then compare the X-ray intensity predicted from the plasma-redshift densities in intergalactic space, about $N_e = 1.95 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$, we get values that are about equal to that observed. For example, as Eq. (C21) shows, the predicted X-ray intensity for $h\nu = 729 \text{ eV}$ is	Если мы затем сравним рентгеновскую интенсивность, предсказанную по плотности ПКС в межгалактическом пространстве, примерно около $N_e = 1.95 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, мы получим значения, которые примерно равны наблюдаемым. Например, как показывает уравнение (C21), предсказанная рентгеновская интенсивность для $h\nu = 729 \text{ эВ}$
$I_\nu = 8.73 \text{ keV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ keV}^{-1}$,	$I_\nu = 8.73 \text{ keV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ keV}^{-1}$,
which matches the observations by Kuntz et al. [102], Kuntz and Snowden [103], De	которая соответствует наблюдениям: Кунц(Kuntz) и др. [102], Кунц и

<p>Luca and Molendi [104], Vecchi et al. [105], and Barcons et al. [106]. See further discussion of comparison of predictions with experiments in section C3 of Appendix C. <i>It can thus be seen that the X-ray intensity predicted by the plasma redshift cosmology matches that observed. This is thus another beautiful example of how the predictions of the plasma-redshift cosmology match the observations.</i></p>	<p>Сноуден(Snowden) [103], Де Люка и Моленди(Molendi) [104], Веччи(Vecchi) и др. [105], и Барконс(Barcons) и др. [106]. См. дальнейшее обсуждение сравнения предсказаний с экспериментами в Разделе C3 Приложения C. <i>Таким образом, можно заметить, что рентгеновская интенсивность, предсказанная космологией ПКС, соответствует наблюдаемой. Это - другой красивый пример того, как прогнозы космологии ПКС соответствуют наблюдениям.</i></p>
<p>5.12 Mass density of the plasma in intergalactic space</p>	<p>5.12. Массовая плотность плазмы в межгалактическом пространстве</p>
<p>The average mass density of the plasma in intergalactic space is</p>	<p>Средняя массовая плотность плазмы в межгалактическом пространстве</p>
	$\rho = \frac{1.4}{1.2} \frac{H_0}{3.0764 \cdot 10^5} 1.67 \cdot 10^{-24} = 3.806 \cdot 10^{-28} \frac{H_0}{60} \text{ g cm}^{-3}, \quad (64)$
<p>where the factor 1.4 is the mass of hydrogen and trace elements, mainly helium, per proton; and the factor 1.2 is the approximate number of electrons per proton. The average baryonic mass density derived in Eq. (64) is about 56 times larger than the conventionally assumed mass density for a closed universe and $H_0 = 60$, which is $\rho_{crit} = 1.88 \cdot 10^{-33} H_0^2 \approx 6.77 \cdot 10^{-30} \text{ g cm}^{-3}$. For this critical density value, see Eq. (5.67) of [69]. The conventionally assumed baryonic mass density of about $N_B \approx (1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-7} N_p \text{ cm}^{-3}$ would result in $P = (1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-7} \cdot 1.67 \cdot 10^{-24} = (2.34 \pm 0.5) \cdot 10^{-31} \text{ g cm}^{-3}$; see Eq. (6.27) of Peebles [69].</p>	<p>где коэффициент 1.4 является массой водорода и редких элементов, главным образом гелия, на 1 протон; и коэффициент 1.2 является примерным числом электронов на 1 протон. Средняя барионная массовая плотность, выведенная в уравнении (64), примерно в 56 раз больше, чем традиционно принятая массовая плотность для замкнутой Вселенной при $H_0=60$: $\rho_{crit} = 1.88 \cdot 10^{-33} H_0^2 \approx 6.77 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$. Для этого критического значения плотности см. уравнение (5.67) из [69]. Традиционно принятая барионная массовая плотность, примерно равная $N_B \approx (1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-7} N_p \text{ см}^{-3}$ привела бы к $P = (1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-7} \cdot 1.67 \cdot 10^{-24} = (2.34 \pm 0.5) \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$; см. уравнение (6.27) у Пиблса [69].</p>
<p>This baryonic density in the big-bang cosmology is about 0.0006 times the baryonic density given by Eq. (64). (It is no wonder that the big-bang cosmologists needed to sprinkle some "dark matter" here and there. Their denial of the intrinsic plasma redshifts, however, has been the main cause for the need of dark matter.) Most of the baryonic matter in Eq. (64) is rather evenly spread in intergalactic space, and is often difficult to detect. It affected the observations mostly through the plasma redshift, that is, the cosmological redshift. The big-bang cosmologists</p>	<p>Эта барионная плотность в космологии Большого Взрыва - приблизительно 0.0006 часть барионной плотности, данная уравнением (64). (Не удивительно, что космологи Большого Взрыва должны были рассыпать некоторую "тёмную материю" тут и там. Их отрицание существования плазменных красных смещений, однако, было главной причиной для необходимости в тёмной материи.) Основная часть барионной материи в уравнении (64) достаточно равномерно распространена в межгалактическом пространстве, и часто трудно обнаружима. Она влияла на наблюдения главным образом через ПКС, то есть,</p>

explained this cosmological redshift through their big-bang hypothesis.	космологическое красное смещение (ККС). Космологи большого взрыва объяснили это ККС своей гипотезой Большого Взрыва.
To the density in Eq. (64), we should add the average of the additional mass density of the coronal plasma around the galaxies and galaxy clusters, and the average mass density of stars in any form, including quasars, neutron stars, dwarf stars, and planets, and of neutral gas and dust particles.	К плотности в уравнении (64) мы должны прибавить среднюю величину дополнительной массовой плотности плазмы короны вокруг галактик и кластеров галактик, и величину средней массовой плотности звезд в любой форме, включая квазары, нейтронные звезды, карлики, и планеты, и нейтральный газ и частицы пыли.
54	54
These additional masses are usually estimated to be a small fraction of the mass estimate in Eq. (64).	Эти дополнительные массы обычно оцениваются как небольшие доли массы, рассчитанной в уравнении (64).
<p>16. These estimation of additional masses around the galaxies and galaxy clusters demands revising to match to observable differences of star's redshifts in the left and right parts of cross-sections of galaxies.</p> <p>Thus, the average mass density of matter in PRS-theory approximately matches to mass density in BB-theory taking into account a dark matter. Thus practically all this matter we do not see, that is, it is "dark" matter and in PRS-theory.</p>	<p>16. Оценка дополнительной массы в окружении галактик требует пересмотра, чтобы соответствовать наблюдаемым разностям красных смещений звезд в левой и правой частях поперечных сечениях галактик.</p> <p>Таким образом, средняя массовая плотность материи в теории ПКС примерно соответствует плотности материи в теории БВ с учетом темной материи. При этом практически всю эту массу мы не видим, то есть, она является темной и в теории ПКС.</p>
Positrons would produce plasma redshift analogous to that produced by the electrons. If most of the intergalactic space were filled with electron-positron plasma, the density in intergalactic space would be small. When we add the density of the electrons and positrons to that of conventionally assumed density (Peebles [69]; see Table 20.1 in that source), we get about	Позитроны произвели бы плазменное красное смещение, аналогичное произведенному электронами. Если бы большая часть межгалактического пространства была заполнена электронно-позитронной плазмой, то плотность в межгалактическом пространстве была бы небольшой. Когда мы прибавляем плотность электронов и позитронов к той традиционно принятой плотности (Пиблс [69]; см. Таблицу 20.1 в том источнике), мы получаем примерно
	$\rho_0 = \rho_{ep} + \rho_B = 1.8 \cdot 10^{-31} (H_0/60) + 2.7 \cdot 10^{-31} (H_0/60)^2 \approx 4.5 \cdot 10^{-31} \text{ г см}^{-3}. \quad (65)$
However, if the intergalactic plasma contained significant amount of positrons, the positron annihilation photons would be observed. The fact that photons from positron annihilation in intergalactic space are not observed, rules out this possibility. Significant positron annihilation is observed from active galactic nuclei and at	Однако если бы межгалактическая плазма содержала существенное количество позитронов, то наблюдались бы позитронно-аннигиляционные фотоны. Факт, что фотоны от позитронной аннигиляции в межгалактическом пространстве не наблюдаются, исключает эту возможность. Существенная позитронная аннигиляция наблюдается из активных

<p>the center of the Milky Way, as discussed later.</p>	<p>галактических ядер и в центре Млечного пути, как обсуждается дальше.</p>
<p>The fact that the photons are weightless, as seen by an observer in a standard reference system at rest at the location of the photon (and repelled by the gravitational field, as seen by a distant observer) causes fundamental changes in Einstein's field equation. It is conventionally assumed that the gravitational field attracts any form of mass and energy, because $m_i c^2 = E_{kin}$ in the special theory of relativity, and because the equivalence principle in GTR assumes equivalence of gravitational mass and inertial mass, $m_i = m_g$. The failure of this last assumption in case of photons causes us to suspect that other forms of energy may also be exempted. However, as shown by Brynjolfsson [107], the experimental evidence indicates that only photons are weightless. For example, the electromagnetic field around charged particles is not weightless, as definitely confirmed in the experiments by Adelberger et al. [108] and Su et al. [109]. We assume, therefore, that the assumption that gravitational field attracts all forms of energy remains valid except for photons. Estimates of the photons energy density indicate that photon's lack of a corresponding gravitational mass does not affect the density estimates given by Eqs. (64) and (65). The modification of Einstein's classical physics field equations is small, except that the important Λ-term is not needed, because the weightlessness of photons eliminates that need for the Λ-term, as we will see in section 6.</p>	<p>Факт, что фотоны невесомы, как видно наблюдателю в стандартной системе отсчета в покое в месте наблюдения фотона (и подталкиваемый гравитационным полем, как видно далёкому наблюдателю) вызывает коренные изменения в уравнении поля Эйнштейна. Традиционно предполагается, что поле тяготения притягивает любую форму массы и энергии, потому что $m_i c^2 = E_{kin}$ в СТО, и потому что принцип эквивалентности в ОТО предполагает эквивалентность гравитационной массы и инерционной массы, $m_i = m_g$. Невыполнение этого последнего предположения в случае фотонов заставляет нас подозревать, что другие формы энергии могут также быть исключением. Однако, как показано Бринйолфссоном [107], экспериментальные данные указывают, что только фотоны невесомы. Например, электромагнитное поле вокруг заряженных частиц не невесомо, как определенно подтверждено в экспериментах Аделбергера (Adelberger) и др. [108] и Сю (Su) и др. [109]. Мы предполагаем, поэтому, что предположение, что гравитационное поле притягивает все формы энергии, остаётся справедливым за исключением фотонов. Оценки плотности энергии фотонов указывают, что отсутствие у фотона соответствующей гравитационной массы не воздействует на оценки плотности, данные уравнениями (64) и (65). Изменение классических уравнений поля физики Эйнштейна является небольшим, за исключением того, что важный Λ-член не необходим, потому что невесомость фотонов избавляет от такой необходимости в Λ-члене, как мы увидим в Разделе 6.</p>
<p>The classical field equations and Einstein's static model lead to</p>	<p>Классические уравнения поля и модель статического электричества Эйнштейна приводят к соотношению</p>
$1/R^2 = 4\pi G\rho/c^2. \quad (66)$	$1/R^2 = 4\pi G\rho/c^2. \quad (66)$
<p>This is same as Eq. (14) by Einstein in [110]; see also Eq.12.121 in Møller's monograph [111]. As is usually done, we assume for a moment that Newtonian constant, G, of gravity is a constant, and</p>	<p>Это такое же уравнение как ур.(14) Эйнштейна в [110]; см. также ур. 12.121 в монографии Мёллера (Møller) [111]. Как обычно делается, мы предполагаем на мгновение, что Ньютоновская константа притяжения G</p>

<p>that the velocity of light depends on the gravitational field in the conventional way. We get then for the average mass density given by Eq. (64), that the curvature radius is about $1.68 \cdot 10^{27}$ cm. Had we used the conventional big-bang density of $\rho_{crit} \approx 6.77 \cdot 10^{-30} \text{ g cm}^{-3}$, the curvature radius would be $R \approx 1.26 \cdot 10^{28}$ cm. Had we used the density given by Eq. (65), the curvature radius would be $R \approx 4.88 \cdot 10^{28}$ cm. These values for the radius in the curvature are deduced here only for reference, because many physicists use them and object that the high densities derived in Eq. (64) are too high, because they lead to too small a curvature radius in accordance with Eq. (66). In big bang cosmology, even without "dark matter", we should observe curvature. However, no curvature is observed. At least one of the assumptions leading to Eq. (66) must be wrong. For solving the problem, the big-bang cosmologists have introduced a time variable "dark energy" in addition to "dark matter". These adjustable parameters are not needed in the plasma-redshift cosmology.</p>	<p>является постоянной, и что скорость света зависит от поля тяготения обычным способом. Мы получаем тогда для средней массовой плотности, заданной уравнением (64), что радиус кривизны примерно равен $1.68 \cdot 10^{27}$ см. Если бы мы использовали принятую плотность Большого Взрыва $\rho_{crit} \approx 6.77 \cdot 10^{-30} \text{ г см}^{-3}$, радиус кривизны был бы $R \approx 1.26 \cdot 10^{28}$ см. Если бы мы использовали плотность, данную уравнением (65), радиус кривизны был бы $R \approx 4.88 \cdot 10^{28}$ см. Эти значения для радиуса кривизны выведены здесь только для ссылки, потому что многие физики используют их и возражают, что высокая плотность, выведенная в уравнении (64), слишком высока, потому что они приводят к слишком небольшому радиусу кривизны в соответствии с уравнением (66). В космологии Большого Взрыва, даже без "тёмной материи", мы должны наблюдать кривизну. Однако никакая кривизна не наблюдается. По крайней мере, одно из предположений, приводящих к уравнению (66), должно быть неправильным. Для решения этой задачи космологи Большого Взрыва ввели зависящую от времени "тёмную энергию" в дополнение к "тёмной материи". Эти регулируемые параметры не нужны в космологии плазменного красного смещения.</p>
<p>Einstein accepted Newton's phenomenological equations and he extrapolated their use to infinity.</p>	<p>Эйнштейн признавал феноменологические уравнения Ньютона, и он экстраполировал их использование на бесконечность.</p>
<p>He was concerned because this extrapolation for a static infinite universe leads to infinite gravitational potential. His original equations lead to a space curvature given by Eq. (66). The curvature alleviated the problem of infinite gravitational potential.</p>	<p>Он был озабочен, потому что эта экстраполяция для бесконечной статической Вселенной приводит к бесконечному гравитационному потенциалу. Его же первоначальные уравнения приводят к пространственной кривизне, заданной уравнением (66). Кривизна облегчила решение проблемы бесконечного гравитационного потенциала.</p>
<p>Dark matter is often introduced "ad hoc" for explaining the observed velocity distribution. This often comes about because all shifts are explained as Doppler shifts. Taking into account the intrinsic redshifts can often solve these problems. The frequent radial elongation of clusters, such as "Finger of God", (which put us in the center of the universe) come about when the line of sight</p>	<p>Тёмная материя часто вводится "специально" для того, чтобы объяснить наблюдаемое распределение скоростей. Это часто происходит, потому что все сдвиги объясняются Допплеровским смещением. Принятие во внимание внутренних красных смещений может часто решать эти проблемы. Частое радиальное удлинение кластеров, таких как "Палец Бога" (что помещает нас в центр Вселенной), происходит, когда линия</p>

	наблюдения
55	55
<p>to the objects in the back of the cluster penetrates the dense portion close to the center of the cluster gaining thereby significant increment of plasma redshift. When this elongation is removed the actual density of the cluster is increased, which is often adequate for explaining the observed velocity distribution. In these clusters there can be a problem with using the shift of the 21 cm line as an indicator. Depending on the temperature and density of the plasma in the cluster, the parameter $a=3.65 \cdot \lambda_0 N e^{1/2} / T$ used in Table 1, can in some cases result in a blue shift, the negative values of $F_1(a)$, (due to the long wavelength and relatively high density plasma) and in other cases in a redshift (relatively low density plasma). Use of shifts in the visible spectrum is then more reliable.</p>	<p>объектов позади кластера проходит через плотную часть близко к центру кластера, получающая, поэтому, существенное возрастание плазменного красного смещения. При удалении этого удлинения фактическая плотность кластера увеличивается, что часто достаточно для объяснения наблюдаемого распределение скоростей. В этих кластерах может быть проблема с использованием сдвига линии 21 см как индикатора. В зависимости от температуры и плотности плазмы в кластере, параметр $a=3.65 \cdot \lambda_0 N e^{1/2} / T$, используемый в Таблице 1, может в некоторых случаях вызывать синее смещение, давая отрицательные величины $F_1(a)$, (из-за большой длины волны и относительно высокой плотности плазмы), а в других случаях - красное смещение (при относительно низкой плотности плазмы). Использование сдвигов в видимом спектре тогда более надежно.</p>
<p>In the big bang cosmology, the velocity distribution determined from the 21 cm line from hydrogen in the corona of the galaxies is often a problem. The dark matter is then invented to explain the observations. We also have modification of Newtonian dynamics (MOND) [71] trying to explain the observations. In big bang cosmology the material in the corona is assumed to move in elliptical orbits, or even slowly inwards. Plasma redshift makes it reasonable that matter moves with a constant rotational velocity in the corona as the plasma drifts outwards from the galaxy into intergalactic space. Ones in a while, high velocity clouds fall into the galaxy from intergalactic space. Matter is constantly moving in and out of the galaxy. This also explains why the trace element concentration in intergalactic space is similar to that in the galaxies.</p>	<p>В космологии Большого Взрыва распределение скоростей, определенное по линии 21 см от водорода в короне галактик, часто является проблемой. Поэтому была придумана тёмная материя для объяснения наблюдений. У нас также есть изменение динамики Ньютона (MOND) [71], пытающейся объяснить наблюдения. В космологии БВ материя в короне, как предполагается, перемещается по эллиптическим орбитам, или даже медленно внутрь. ПКС обосновывает, что материя перемещается с постоянной скоростью обращения в короне, а плазма дрейфует за пределы галактики в межгалактическое пространство. Затем однажды облака с высокой скоростью падают внутрь галактики из межгалактического пространства. Материя постоянно перемещается внутрь и наружу галактики. Это также объясняет, почему концентрация редких элементов в межгалактическом пространстве подобна концентрации в галактиках.</p>
<p>When in plasma redshift we talk about a limit of gravitational attraction, we are not talking about inventing new laws or changing the nature. We are showing that</p>	<p>Когда в ПКС мы говорим о границе гравитационного притяжения, мы не говорим об изобретении новых законов или изменении природы. Мы показываем, что законы, уже</p>

<p>the laws already confirmed do not permit extrapolating the Newtonian laws to infinity, as Einstein did. We find that the applications of the present laws, which include the plasma redshift, can explain the observed phenomena, such as the cosmological redshift, the CMB, and the phenomena in the solar corona. My present rough estimates are that this limit on the Newtonian laws is well beyond the dimensions of a galaxy clusters.</p>	<p>подтвержденные, не разрешают экстраполировать Ньютоновские законы на бесконечность, как делал Эйнштейн. Мы обнаруживаем, что применение существующих законов, включая ПКС, может объяснить наблюдаемые явления, такие как космологическое красное смещение, СМВ, и явления в солнечной короне. Мои существующие приблизительные оценки - то, что эта граница применения законов Ньютона значительно больше размеров кластеров галактик.</p>
<p>The limit on Newtonian laws. In the classical physics it is conventionally surmised, as Einstein did, that somehow the gravitational field is able to transfer to a particle both the strength and the direction of the gravitational field, even when the field at very large cosmological distances is extremely weak. In quantum mechanics, this is not permissible assumption, as it disregards wellproven quantum effects. The hot particles in stars and intergalactic plasmas are bombarded by other particles that change their directions and rotations often many times (even when we consider only gravitational effects in the collisions), while the extremely weak gravitational field is trying to manifest its action on the particles. According to the uncertainty principle and transition theory in quantum mechanics, the direction and strength of the gravitational field may not have adequate time to act on the particles between the collisions. In quantum mechanics, the transition theory requires always a certain time δt to manifest the transition to a new state. This (or something similar to the uncertainty relation) is likely to apply also to gravitational fields. It takes a certain time, $\delta t \geq h\delta E$, for the gravitational field to manifest itself. A particle, for example a proton, embedded in the hot plasma is likely to exchange rotational, vibrational, and translational energy with the Fourier harmonics of the electromagnetic field (and of the gravitational field) of the surrounding particles before the extremely</p>	<p>Ограничение действия законов Ньютона. В классической физике традиционно предполагается, как сделал Эйнштейн, это каким-то образом, гравитационное поле способно передать частице и силу, и направление поля тяготения, даже когда это поле на очень больших космологических расстояниях чрезвычайно слабо. В квантовой механике такое предположение не допустимо, поскольку оно игнорирует широко известные квантовые эффекты. Горячие частицы в звездах и межгалактическом плазме бомбардируются другими частицами, которые изменяют их направления и вращения часто много раз (даже когда мы рассматриваем только гравитационные явления в столкновениях), в то время как чрезвычайно слабое поле тяготения пытается проявить своё действие на частицы. Согласно принципу неопределенности и теории переходов в квантовой механике, у направления и сил поля тяготения, может не быть соответствующего времени, чтобы воздействовать на частицы между столкновениями. В квантовой механике теория переходов всегда требует определенного времени δt для проявления преобразования к новому состоянию. Это требование (или что-то подобное соотношению неопределенности), вероятно, применимо также к полям тяготения. Требуется определенное время, $\delta t \geq h\delta E$, для поля тяготения, чтобы проявить себя. Частица, например, протон, включённая в горячую плазму, вероятно, изменит вращательную, колебательную, и поступательную энергию с гармониками Фурье электромагнитного поля (и поля тяготения) окружающими частиц прежде, чем чрезвычайно слабое поле тяготения сможет</p>

<p>weak gravitational field can assert itself, both in respect to direction and potential energy. It is analogous to the gravitational redshift experiments by Pound and Snider [39]. The photons, which were emitted in the basement, did not have time enough to realize that they had moved up to the gravitational potential on the top level, because the time-of-flight from the basement to the top level of Jefferson Laboratory, where the photons were absorbed, was only $7.5 \cdot 10^{-8}$ sec, when a minimum time required according to the uncertainty principle was $\delta t \geq 1.9 \cdot 10^{-5}$ sec. The photons did not therefore have time to adjust to the new potential and change their frequency. The solar photons when they move from the Sun to the Earth, on the other hand, have usually plenty of time to adjust to the potential and be blue shifted.</p>	<p>утвердиться в отношении и направления, и потенциальной энергии. Это аналогично экспериментам по гравитационному красному смещению Паунда и Снайдера [39]. У фотонов, которые испускались в подвале Лаборатории Джефферсона, не было времени, достаточного, чтобы "понять", что они двигались вверх до гравитационного потенциала верхнего этажа, потому что пролетное время от подвала до верхнего этажа лаборатории, где фотоны были поглощены, было только $7.5 \cdot 10^{-8}$ секунд, когда минимальное время, требуемое согласно соотношению неопределенности, было $\delta t \geq 1.9 \cdot 10^{-5}$ секунд. У фотонов, поэтому, не было времени, чтобы настроиться на новый потенциал и изменить свою частоту. У солнечных фотонов, когда они двигаются от Солнца до Земли, наоборот, обычно есть много времени, чтобы настроиться на потенциал и получить синее смещение.</p>
<p>Rough estimates, based on the uncertainty principle, show that the gravitational potential, the collision frequency, collision cross section, and temperature do not permit the extrapolation of Newton's equation for gravitational attraction to very large cosmological distances. Such an extrapolation of Newton's equation has no basis in physical theory or any observation. For the present discussion (because we do not have a good gravitational theory), we use only that there is no experimental evidence supporting the extrapolation of Newton's phenomenological equations to extremely large cosmological distances. <i>Consistent with observations, we can assume that the universe is infinite without curvature on a large scale and is ever lasting.</i></p>	<p>Приблизительные оценки, основанные на соотношении неопределенности, показывают, что гравитационный потенциал, частота столкновений, ударное поперечное сечение и температура не разрешают экстраполяцию уравнения Ньютона для гравитационного притяжения на очень большие космологические расстояния. У такой экстраполяции уравнения Ньютона нет никакого фундамента в физической теории или любом наблюдении. Для теперешнего обсуждения (из-за того, что у нас нет хорошей гравитационной теории), мы используем только то, что нет никаких экспериментальных данных, поддерживающих экстраполяцию феноменологических уравнений Ньютона на чрезвычайно большие космологические расстояния. <i>Совместимо с наблюдениями, мы можем предположить, что Вселенная – бесконечная, без кривизны в крупном масштабе и длится вечно.</i></p>
<p>17. Possibly that in PRS-theory a curvature of space on a small scale is absent, too.</p>	<p>17. Возможно, что и в мелком масштабе кривизна пространства отсутствует в теории ПКС</p>
<p>56</p>	<p>56</p>
<p>6 Weightlessness of photons</p>	<p>6. Невесомость фотонов</p>
<p>Solar redshift experiments detected the reversal of the gravitational redshift. In</p>	<p>Солнечные эксперименты по красному смещению обнаружили инверсию</p>

<p>section 5.6, the redshifts of the solar lines are explained as due to the plasma redshift; see for example Fig. 4. The good fits between the predicted plasma redshifts and the observed shifts indicate that the Fraunhofer lines, when observed on the Earth, are not gravitationally redshifted. We explained that the photons' frequencies are gravitationally redshifted in the Sun, but that the gravitational redshift is reversed as the photons move from the Sun to the Earth. This blue shift cancels the gravitational redshift.</p>	<p>гравитационного красного смещения. В Разделе 5.6, красные смещения солнечных линий объясняются ПКС; см. например Рис. 4. Хорошее соответствие между предсказанными ПКС и наблюдаемыми сдвигами указывает, что линии Фраунгофера, будучи наблюдаемыми на Земле, не вызваны гравитационным красным смещением. Мы объяснили, что частоты фотонов имеют гравитационное красное смещение в Солнце, но что гравитационное красное смещение реверсируется при движении фотонов от Солнца к Земле. Это синее смещение нейтрализует гравитационное красное смещение.</p>
<p>When an atom moves from the Sun to the Earth, the gravitationally redshifted energy levels and frequencies of the atom are blue shifted such as to cancel the gravitational redshift in the Sun. In quantum mechanics, the frequencies of photons behave like the frequencies of particles; that is, the frequencies increase with the gravitational potential. Brynjolfsson [107] shows that a simple and natural extension of the classical TGR to quantum mechanics leads to reversal of the gravitational redshift during photons' time of flight from the Sun to the Earth. This change in frequency is closely related to the increase in velocity of light with the gravitational potential. Importantly, this modified TGR is consistent with all observations.</p>	<p>Когда атом перемещается от Солнца к Земле, сдвинутые гравитационным красным смещением энергетические уровни и частоты атома сдвигаются в синюю сторону так, что нейтрализуют гравитационное красное смещение в Солнце. В квантовой механике частоты фотонов ведут себя как частоты частиц; то есть, с ростом гравитационного потенциала частоты увеличиваются. Бриньолфссон [107] показывает, что простое и естественное расширение классической ОТО на квантовую механику приводит к инверсии гравитационного красного смещения в течение времени перемещения фотонов от Солнца к Земле. Это изменение в частоте тесно связано с увеличением скорости света в большем гравитационном потенциале. Важно, что модифицированная ОТО совместима со всеми наблюдениями.</p>
<p>The transition from quantum mechanics to classical mechanics is in accordance with Bohr's correspondence principle. In the classical limit, therefore, the quantum mechanically modified theory of general relativity becomes observationally identical to the classical theory, and can explain the outcome of the gravitational-redshift experiments by Pound and Rebka [37,38], Pound and Snider [39], Vessot et al. [40], and Krisher et al. [41]. The experiments on the bending of light analyzed by Riveros and Vucetich [42] and experiments by Shapiro et al. [43] pertaining time delay of signals are</p>	<p>Переход от квантовой механики к классической механике происходит в соответствии с принципом соответствия Бора. В классическом пределе, поэтому, квантово-механически модифицированная общая теория относительности становится наблюдательно идентичной классической теории, и может объяснить результат экспериментов по гравитационному красному смещению Паунда и Ребки [37,38], Паунда и Снайдера [39], Вессота (Vessot) и др. [40], и Кришера и др. [41]. Эксперименты по изгибанию света, проанализированные Риверосом и Вучетичем [42], и эксперименты Шапиро и др. [43], имеющие отношение к запаздыванию сигналов,</p>

<p>independent of the frequency, and remain unaffected by this change in theory of relativity.</p>	<p>от частоты независимы, и остаются незатронутыми этим изменением теории относительности.</p>
<p>18. It is necessary to eliminate at first an inconsistency between TGR and KM (Einstein-Podolsky-Rozen paradox, etc.), and only after this it would be possible to modify quantum mechanically the theory of general relativity.</p>	<p>18. Для того, чтобы можно было бы квантово-механически модифицировать общую теорию относительности, необходимо сначала устранить противоречие ОТО и КМ (парадокс Эйнштейна-Розена-Подольского и др.).</p>
<p>In the classical theory, the light cannot escape from the "black hole limit". In the modified theory, however, the gravitational redshift is reversed. As seen by a distant observer, the gravitational field repels the photon. We know from collision experiments in the laboratory that under the extreme pressure in the collisions, the matter is transformed to photons. It is reasonable that close to the "black hole limit", the matter is converted to photons. When the highly gravitationally redshifted photons move away from the brink of the "black hole limit", the gravitational redshift is reversed. According to well-known laws of physics, the most energetic of the photons could then reform matter at a distance from the "black hole limit". Considering the pressure and the kinetic energy, the photons could have energy far exceeding the proton-antiproton pair production. Thus, matter can renew itself eternally.</p>	<p>В классической теории свет не может исходить из "пределов черной дыры". В модифицированной теории, однако, гравитационное красное смещение реверсировано. Как видит отдаленный наблюдатель, поле тяготения отталкивает фотон. Мы знаем из результатов ударных экспериментов в лаборатории, что при экстремальном давлении в столкновениях материя преобразуется в фотоны. Поэтому вблизи "границы черной дыры" материя преобразуется в фотоны. Когда чрезвычайно смещенные в красную сторону гравитацией фотоны уходят от края "границы черной дыры", гравитационное красное смещение обратно. Согласно известным законам физики, самые энергичные из фотонов могут тогда воссоздать материю на некотором расстоянии от "границы черной дыры". Учитывая давление и кинетическую энергию, у фотонов могла быть энергия, намного превышающая энергию образования пары протон-антипротон. Таким образом, материя может обновлять себя вечно.</p>
<p>19. As "the father of black holes" S. Hoking has shown, black holes do not exist. However the mechanism of restoration of a matter is possible and necessary.</p> <p>As a hadron matter can be destroyed, then the hadron matter is obliged to be created in the Universe because the Universe should be perpetual. The mechanism of the destroy and creation of a matter near supermassive objects is above.</p> <p>Other mechanism is possible also. In the eternal Universe perpetually there is a process of "Tired light", that is, there is a perpetual transfer of energy from photons</p>	<p>19. Как показал "отец черных дыр" С. Хокинг, черных дыр не существует. Однако механизм восстановления материи возможен и необходим.</p> <p>Раз адронная материя может уничтожаться, то, чтобы Вселенная была вечной, адронная материя обязана создаваться во Вселенной. Механизм уничтожения и восстановления материи около сверхмассивных объектов показан выше.</p> <p>Возможен и другой механизм. В вечной Вселенной вечно происходит процесс старения фотонов, то есть, идет вечная передача энергии от фотонов к плазме. Однако плазма не может вечно повышать свою энергию, и в какой-то момент накопленная энергия в конкретном</p>

<p>to plasma. However plasma cannot perpetually accumulate the energy, and at some instant the accumulated energy in some volume is dropped, being transmuted into substance. So there is a matter restoration.</p>	<p>объеме сбрасывается, превращаясь в вещество. Так происходит восстановление материи.</p>
<p>In the quantum-mechanically modified TGR, the total of mass and energy is conserved at all times. For example, the potential energy that the particles lose when they fall towards the gravitating body (to be transformed into photons) is returned to the photons as they stream outwards (and are transformed into particles). This all happens in accordance with conventional laws of physics, as we know them from the experiments. In classical TGR, on the other hand, the particle and its energy gradually disappear into a "black hole". In classical TGR, it is usually surmised that all matter and energy in the universe will gradually be sucked into the "black hole". Usually, it is surmised further that eventually some mystical forces will release the particles and their energy from the bondage in the "black hole" .</p>	<p>В квантово-механически модифицированной ОТО сумма массы и энергии всегда сохраняется. Например, потенциальная энергия, которую теряют частицы, когда они падают к гравитирующему телу (чтобы быть преобразованной в фотоны) возвращается фотонам, когда они выходят наружу (и превращаются в частицы). Это все происходит в соответствии с обычными законами физики, насколько мы знаем их из экспериментов. В классической ОТО, с другой стороны, частица и ее энергия постепенно исчезают в "черную дыру". В классической ОТО обычно предполагается, что вся материя и энергия во Вселенной будет постепенно всасываться в "черную дыру". Обычно далее предполагается, что, в конечном счете, некоторые мистические силы освободят частицы и их энергию из неволи в "черной дыре".</p>
<p>As the annihilation of matter to photons at the brink of the black hole limit and recreation of matter is only a possible extrapolation, we should consider if any observation supports this extrapolation.</p>	<p>Поскольку аннигиляция материи в фотоны на краю границы черной дыры и восстановление материи есть только возможная экстраполяция, мы должны рассмотреть, поддерживает ли какое-нибудь наблюдение эту экстраполяцию.</p>
<p>Narayan [112] finds that accreting black holes (or more correctly, objects which he believes are accreting black holes) almost always emit a substantial fraction of their luminosity in hard X rays and gamma rays. The spectrum of the rays can be approximated by a power-law with a photon index α_N as</p>	<p>Нараян [112] обнаружил, что поглощающие материю черные дыры (или более правильно, объекты, которые, как он полагает, являются черными дырами, поглощающими материю) почти всегда испускают существенную часть их яркости как жесткое рентгеновское излучение и гамма-лучи. Спектр лучей может быть аппроксимирован степенным законом с фотонным показателем α_N в виде</p>
$N_e dE = E^{-\alpha_N} dE, \quad (67)$	$N_e dE = E^{-\alpha_N} dE, \quad (67)$
57	57
<p>where the index is usually in the range of 1.5 to 3. He also notes:</p>	<p>где показатель обычно находится в диапазоне 1.5 – 3 . Он также замечает:</p>
<p>1. Electron-positron annihilation features have been seen only in black hole candidates.</p>	<p>1. Электронно-позитронные аннигиляционные свойства были замечены только у кандидатов в черные дыры.</p>

<p>Relativistic jets of active galactic nuclei and X-ray binary jets are all unambiguous signatures of black holes.</p>	<p>Релятивистские струи ядер активных галактик и рентгеновские бинарные струи - все однозначные признаки черных дыр.</p>
<p>It is more likely that such very high-energy jets are emitted from a brink of a black hole limit, if the photons are pushed away from the black hole, and if the photon's energy increases with the gravitational potential, as it does in the quantum mechanically modified theory, instead of retaining the redshifted energy, as the photon does in the classical theory.</p>	<p>Более вероятно, что такие очень высокоэнергетические струи испускаются от края границы черной дыры, если фотоны выталкиваются из черной дыры, и если энергия фотона увеличивается с ростом гравитационного потенциала, как это делается в квантово-механически модифицированной теории, вместо того, чтобы сохранить энергию покраснения, как делает фотон в классической теории.</p>
<p>At the center of a large neutron star-like object, the density may greatly exceed that of the atomic nucleus, as pointed out by Ruderman [113]. The transition from hadronic matter to quarkgluon matter may well occur at the center of an object somewhat similar to a neutron star, as pointed out by Olive [114]. We don't know at what density such a phase transition occurs, but it may occur before the "black hole limit". We know from high-energy laboratory experiments that heavy pressure created in ion collisions lead to many very unstable particles, which may quickly decay into high-energy photons. As the gravitational field repels these photons, they could create particle pairs. It appears possible that close to "black-hole limit", we not only have the formation of electron-positron pairs, but at higher energies also proton-antiproton pairs and even higher-mass particles. It appears to me far-fetched to think that only the accumulation of the entire mass in the universe could lead to such a condition, and recreation of matter.</p>	<p>В центре большого нейтронного звездоподобного объекта плотность может весьма превысить плотность атомного ядра, как указано Рудерманом [113]. Преобразование из адронного вещества к кварк-глюонной материи может запросто произойти в центре объекта, чем-то подобного нейтронной звезде, как указал Олив (Olive) [114]. Мы не знаем, при какой плотности происходит такой фазовый переход, но это может произойти до "границы черной дыры". Мы знаем из лабораторных экспериментов с высокой энергией, что сильное давление, созданное в ионных столкновениях, приводит ко многим очень неустойчивым частицам, которые могут быстро разрушиться на высокоэнергетические фотоны. Поскольку поле тяготения отталкивает эти фотоны, они могли создать пары частиц. Кажется возможным, что близко к "границе черной дыры", мы имеем не только формирование электронно-позитронных пар, но и при более высоких энергиях также пары протон-антипротон и даже более массивные частицы. Мне кажется неправдоподобным думать, что только накопление всей массы во Вселенной могло привести к такому условию, и восстановлению материи.</p>
<p>At the brink of a black hole limit of an object close the center of a galaxy, or an active galactic nucleus, the kinetic energy of the accreting mass particles and mounting pressure could result in photons with energy in excess of the rest energy of most of the particles. This rest energy is reduced by the gravitational redshift factor.</p>	<p>У края границы черной дыры объекта вблизи центра галактики или ядра активной галактики, кинетическая энергия масс падающих частиц и давление могли образовать фотоны с энергией, превышающей энергию покоя большинства частиц. Эта энергия покоя уменьшается на коэффициент гравитационного красного смещения. Лабораторные эксперименты</p>

<p>Laboratory experiments show that when the particle's kinetic energy exceeds the rest energy, the particles can transform into photons. As seen by a distant observer, the gravitationally redshifted high-energy photons, which are repelled and gain energy as they move away from the "brink of a black hole limit" , can recreate matter at any distance from the center. The condition for the formation of proton-antiproton pairs would be there, and the condition for formation of the elements would have some similarities to that assumed in the big bang scenario.</p>	<p>показывают, что, когда кинетическая энергия частицы превышает энергию покоя, частицы могут преобразоваться в фотоны. Как видит отдалённый наблюдатель, гравитационно сдвинутые в красную сторону высокоэнергетические фотоны, которые отражаются и получают еще энергию, когда они уходят от "края границы черной дыры", могут воссоздать материю на любом расстоянии от центра. Условие для формирования протон-антипротонных пар, и условия для формирования элементов имели бы некоторые общие черты с принятыми в сценарии Большого Взрыва.</p>
<p>This scenario possibly could explain not only the electron-positron formations, which, according to Narayan [112], are an unambiguous signature of what he thought was a black hole, <i>but also why a large amount of hydrogen, according to Burton [115], streams outward from the center of our Milky Way galaxy.</i> This center is believed to contain a black hole.</p>	<p>Этот сценарий, возможно, мог бы объяснить не только электрон-позитронные формирования, которые, согласно Нараяну [112], являются однозначным свидетельством в пользу черных дыр, <i>но также и почему большое количество водорода, согласно Бёртону [115], улетает наружу от центра нашей галактики Млечный Путь.</i> Этот центр, как полагают, содержит черную дыру.</p>
<p>Burton [115] points out that the redshifts of the 21 cm line from the region around the center of the Milky Way galaxy show <i>that a tremendous amount of hydrogen moves at high speed away from the galactic center.</i> The flux of total gas flow is on the order of 1 to 2 solar masses per year. The plasma red shift would modify slightly the flow diagrams used by Burton [115]. The observed asymmetrical flow, as reported by Burton, would become more symmetrical. Thereby, the plasma redshift would simplify the interpretation of the observed flow.</p>	<p>Бёртон [115] указывает, что красные смещения линии 21 см из области вокруг центра галактики Млечный Путь показывают, <i>что огромное количество водорода перемещается с высокой скоростью подалеже от галактического центра.</i> Истечение полного газового потока составляет порядка 1 - 2 солнечных масс ежегодно. Плазменное красное смещение немного модифицировало бы потоковые диаграммы Бёртона [115]. Наблюдаемый асимметричный поток, как сообщено Бёртоном, стал бы более симметричным. Таким образом, плазменное красное смещение упростило бы интерпретацию наблюдаемого потока.</p>
<p>For example, along the line towards the center of the Galaxy, the electron density causes a significant plasma redshift. When we take the plasma redshift into account, the velocities of the hydrogen streaming towards us from the center would be greater than those reported by Burton. Analogously, the velocities of the hydrogen streaming away from us on the other side of the center would be smaller</p>	<p>Например, вдоль линии к центру Галактики, концентрация электронов вызывает существенное ПКС. Когда мы принимаем во внимание ПКС, скорости водорода, текущего к нам от центра, были бы больше, чем те, о которых сообщает Бёртон. Аналогично, скорости водорода, текущего вдаль от нас с другой стороны центра, были бы меньшими, чем те, о которых сообщает Бёртон. Фактически, разумные величины для ПКС</p>

<p>than those reported by Burton. In fact, reasonable numbers for the plasma redshift would make the observed asymmetrical flow, as reported by Burton, become more symmetrical. An average electron density in the midplane of about 0.02 cm^{-3} (an average of 0.016 from Reynolds [61] and 0.025 from Cordes et al. [63]) over 6.5 kpc from observer towards the hydrogen at 1.5 kpc from the center results in a plasma red shift of 40 kms^{-1}. This value when added to the observed 53 kms^{-1} for the arm close to the center gives an average of 93 kms^{-1}. On the other side of the galactic center the plasma red shift is greater as the line of sight passes through the hot high-density area closer to the nucleus. The average electron density in that region may be on the order of 0.08 cm^{-3} over 3 kpc. The corresponding plasma redshift is about 74 kms^{-1}, which together with the 40 kms^{-1} reduces the observed velocity of 210 kms^{-1} away from the center to about $[210 - (74 + 40)] = 96 \text{ kms}^{-1}$.</p>	<p>сделали бы наблюдаемый асимметричный, как сообщено Бертоном, поток более симметричным. Средняя концентрация электронов в средней плоскости приблизительно 0.02 см^{-3} (среднее число 0.016 от Рейнольдса [61] и 0.025 от Кордса и др. [63]) в более чем 6.5 кпк от наблюдателя к водороду и в 1.5 кпк от центра получается при ПКС примерно при сдвиге 40 км/сек. Это значение, будучи добавлено к наблюдаемым 53 км/сек для близкого к центру рукава, дает среднее число 93 км/сек. С другой стороны галактического центра ПКС больше, поскольку линия наблюдения проходит через горячую область высокой плотности близко к ядру. Средняя концентрация электронов в той области может быть порядка 0.08 см^{-3} на расстоянии более 3 кпк. Соответствующее плазменное красное смещение составляет приблизительно 74 км/сек, которое вместе с 40 км/сек уменьшает наблюдаемую скорость 210 км/сек от центра до приблизительно $[210 - (74 + 40)] = 96 \text{ км/сек}$.</p>
58	58
<p>The actual outward flow from the Galactic center would then be nearly symmetrical at about 95 kms^{-1}. This outflow is lower than the average outflow $(53 + 210)/2 = 131 \text{ kms}^{-1}$ without the plasma redshift. Importantly, the plasma redshift indicates that the outflow of hydrogen from the center is approximately symmetrical and very large.</p>	<p>Фактический поток, направленный наружу из центра Галактики, тогда был бы почти симметричным, приблизительно 95 км/сек. Этот отток ниже, чем средний отток $(53 + 210)/2 = 131 \text{ км/сек}$ без учёта плазменного красного смещения. Важно, что плазменное красное смещение указывает, что отток водорода от центра является приблизительно симметричным и очень большим.</p>
<p>The plasma redshifts assumed in this example are uncertain, and better numbers can be obtained by analyzing the entire set of data. However, such a modified analysis would not change the essence of the prior conclusion <i>that a tremendous amount of hydrogen appears to be streaming away from the center of the Galaxy.</i></p>	<p>Плазменные красные смещения, принятые в этом примере, не уверенно установлены, и лучшие числа могут быть получены после анализа всего множества данных. Однако такой модифицированный анализ не изменил бы сущность предшествующего заключения, <i>что огромное количество водорода, кажется, течет вдаль от центра Галактики.</i></p>
<p>Burton mentions that Oort [116, 117] suggested a particular interpretation of the observed velocity flow around the nucleus, which was worked out by van der Kruit [118]. In this interpretation the galactic nucleus ejected gas at high velocity and at</p>	<p>Бёртон упоминает, что Оорт [116, 117] предложил особенную интерпретацию наблюдаемого скоростного потока вокруг ядра, которое было разработано ван дер Круитом [118]. В этой интерпретации галактическое ядро выбрасывает газ с высокой скоростью и под</p>

<p>an angle of 25 to 30 degrees with respect to the galactic plane. This material would then return to the plane at a few kpc from the center.</p>	<p>углом 25°-30° относительно галактической плоскости. Эта материя тогда возвратилась бы к этой плоскости в нескольких кпк от центра.</p>
<p>In light of the reversal of the gravitational redshift when the photon moves away from gravitating center, we are inclined to modify slightly this scenario by suggesting that the high-energy photons from transformation (annihilation) of nuclear matter are ejected mainly along the vortex-axes of an object at the brink of the "black hole" limit. In both ends of the vortex, the high-energy photons would gain energy as they move outwards, and if photon energy exceeds the rest mass energy, they could recreate matter. (The ratio of photon energy and rest mass energy is independent of the gravitational potential in the modified TGR.)</p>	<p>В свете инверсии гравитационного красного смещения, когда фотон отдаляется от гравитирующего центра, мы склонны немного модифицировать этот сценарий, предполагая, что высокоэнергетические фотоны от преобразования (аннигиляция) ядерной материи выброшены главным образом вдоль вихревых осей объекта у края границы "черной дыры". В обоих концах вихря высокоэнергетические фотоны получили бы энергию, поскольку они уходят наружу, и если энергия фотона превышает энергию массы покоя, они могли бы восстанавливать материю. (Соотношение энергии фотона и энергии массы покоя независимо от гравитационного потенциала в модифицированной ОТО.)</p>
<p>Initially, when very little matter covers up the ends of the vortex, we observe two jets, one from each end, beaming far away from many objects believed to be black holes. We will first see "knots" or "lumps" on the beams or jets, because, as is well known from laboratory experiments and theory for pair production, matter enhances the transformation rate of photons to particle pairs. Occasionally, these "lumps" and "knots" may coalesce as they are being pushed away, and could possibly form quasars, about the way Halton Arp sees it in his monograph, Seeing Red, [52]. For example, the largest "lump" in M87 already now emits more X rays than the core of M87.</p>	<p>Первоначально, когда очень немного материи покрывает концы осей, мы наблюдаем две струи, по одному от каждого конца, бьющих далеко от многих объектов, которые, как полагают, были черными дырами. Мы будем сначала видеть "узлы" или "шишки" на пучках или струях, потому что, как известно из лабораторных экспериментов и теории для образования пар, материя увеличивает темп преобразования фотонов к парам частиц. Иногда эти "шишки" и "узлы" могут срастаться, по мере их отодвигания, и могут, возможно, сформировать квазары, способом, которым Хэлтон Арп видит это в своей монографии "Видя Красный цвет" [52]. Например, наибольшая "шишка" в M87 уже теперь испускает больше рентгеновских лучей, чем ядро M87.</p>
<p>In some cases the beams may be less focused, and as more and more hydrogen is formed and covers up the ends of the vortex (sometimes one end of the vortex before the other), the jets will shorten, and we see a bulge form over the vortex. When the density in the bulge increases, the protons that are formed will diffuse from the axes of the vortex, and the recombination-emission cooling would</p>	<p>В некоторых случаях пучки могут быть менее сфокусированы, и поскольку все больше водорода сформировано и покрывает концы вихря (иногда один конец вихря перед другим), струи сократятся, и мы видим балдж над вихрем. Когда плотность в балдже увеличивается, сформированные протоны будут рассеиваться из осей вихря, и рекомбинационно-эмиссионное охлаждение закончилось бы нейтрализацией водорода,</p>

<p>result in neutralization of the hydrogen, which would then, due to gravity, leak down to the center plane at some distance, but close to the nucleus. It is natural for systems affected by the plasma redshift to form structures of colder streams separated by redshift-heated sparse plasma in between. As mentioned under the discussion of the spicules in the transition zone to the solar corona, and the discussions about the structures in the solar corona and the galactic corona, such structures are relatively stable, because the regions with sparse density will be hotter and the plasma-redshift heating per particle relatively greater than in the denser regions. The hydrogen would then flow down from the bulge into the center plane, and then outwards into the relatively stable arms of the galaxy, the way Oort saw it. Due to the tendency of the plasma redshift to create "bubble" structures, a relatively hot redshift-heated plasma will separate the arms. The arms structures of the galaxies have been difficult to understand, but the plasma-redshift heating helps explain the arm structures.</p>	<p>который будет тогда из-за гравитации перетекать вниз к центральной плоскости на некотором расстоянии, но близко к ядру. Это естественно для систем, которые посредством ПКС формируют структуры более холодных потоков, разделённых промежутками нагретой красным смещением редкой плазмы. Как упомянуто при обсуждении спикул в переходной зоне к солнечной короне, и при обсуждениях структур в солнечной короне и галактической короне, такие структуры относительно устойчивы, потому что области с редкой плотностью будут более горячими, и нагревающее плазменное красное смещение, на одну частицу, относительно больше, чем в более плотных областях. Водород тогда улетал бы вниз из балджа в центральную плоскость, и затем наружу в относительно устойчивые рукава галактики, способом, которым Оорт видит это. Из-за тенденции плазменного красного смещения создавать "пузырчатые" структуры, относительно горячая нагретая плазма красного смещения отделит рукава. Структуры рукавов галактик было трудно понять, но нагревание плазменного красного смещения помогает объяснить структуры рукавов</p>
<p>Presently, this scenario should be considered only a working hypothesis. However, both the plasma-redshift theory and the reversal of the gravitational redshift with increasing gravitational potential (or reversal of blue shift with decreasing potential) appear helpful in explaining in a simple way these remarkable and difficult to explain observations.</p>	<p>Теперь этот сценарий нужно считать только рабочей гипотезой. Однако, и теория плазменного красного смещения, и инверсия гравитационного красного смещения с увеличением гравитационного потенциала (или инверсия синего смещения с уменьшением потенциала) кажутся полезными в объяснении простым способом этих замечательных и трудных для объяснения наблюдений.</p>
<p>7 Possible future experiments</p>	<p>7. Возможные будущие эксперименты</p>
<p>I have failed to conceive of a reliable and practical laboratory experiment for testing the pertinent theorems. The plasma redshift is likely to play an important role in future designs of fusion experiments, because of its unique feature of transferring heat energy to a fully ionized plasma. In such experiments, it is important to use the fact that the initial plasma-redshift, as given by Eq. (18), is</p>	<p>Я был не в состоянии придумать достоверный и практический лабораторный эксперимент для того, чтобы проверить соответствующие теоремы. ПКС, вероятно, будет играть важную роль в будущих расчетах экспериментов синтеза, из-за его уникальной способности преобразовывать тепловую энергию в полностью ионизированную плазму. В таких экспериментах важно использовать факт, что начальное плазменное красное смещение,</p>

proportional to the photon width γ .	данное уравнением (18), является пропорциональным к ширине фотона γ .
59	59
The source of the light used should therefore be designed to produce large photon widths, for example, by use of light sources at high pressures and high temperatures. X-ray frequencies are usually needed for exceeding the plasma-redshift cut-off at relatively high densities. In hydrogen fusion experiments, we could make use of plasma-redshift heating, but it would be difficult to test quantitatively the different relations. The fusion equipment are usually too small and the plasma often not in thermodynamic equilibrium, which would make it difficult to measure conclusively small plasma redshifts. I have therefore opted to use different astronomical observations for testing the predictions of the theory.	Источник используемого света должен, поэтому, быть проектирован для создания фотонов с большой шириной, например, при помощи источников света при высоком давлении и высоких температурах. Рентгеновские частоты обычно необходимы для того, чтобы превысить порог плазменного красного смещения в относительно высокой плотности. В экспериментах синтеза водорода мы могли использовать нагревание от ПКС, но будет трудно проверить количественно различные соотношения. Оборудование синтеза является обычно слишком небольшим и плазма часто не находится в термодинамическом равновесии, что мешало бы измерять окончательно небольшие плазменные красные смещения. Я поэтому решил использовать различные астрономические наблюдения для того, чтобы проверить предсказания теории.
7.1 Tests for confirming the plasma redshift	7.1. Испытания для подтверждения плазменного красного смещения
We can confirm the plasma redshift by observing the shifts of spectral lines of stars as they graze the limb of the Sun during eclipse of the Sun by the Moon. Each and every spectral line from a star will be redshifted slightly as the line of sight to the star grazes the limb of the Sun. All the lines will have the natural classical photon widths, because they will all have penetrated an adequate column density of a plasma to obtain this width. Therefore, all the lines passing at a certain distance from the solar limb will gain the same redshift increment δz , as they penetrate the solar corona, provided the wavelength is shorter than the cut-off wavelength in the densest part of the corona they penetrate.	Мы можем подтвердить плазменное красное смещение, наблюдая сдвиги спектральных линий звезд, когда они задевают лимб Солнца во время затмения Солнца Луной. Каждая спектральная линия звезды будет немного сдвинута в красную сторону, когда линия наблюдения звезды задевает лимб Солнца. У всех линий будут естественные классические ширины фотонов, потому что они все проникнут через адекватную плотность столба плазмы, чтобы получить эту ширину. Поэтому, все линии, проходящие на определенном расстоянии от солнечного лимба, получают то же самое возрастание красного смещения δz , когда они проникают через солнечную корону, делая длину волны короче, чем пороговая длина волны в самой плотной части короны, через которую они проникают.
Table 5 shows for a quiescent corona the expected plasma-red shift increment, δz , as a function of the distance, R/R_0 , where R_0 is the solar radius to the plasma-redshift cut-off at $T \approx 5 \cdot 10^5$ K, and R is the shortest distance from the solar center to the line of	Таблица 5 показывает для неподвижной короны ожидаемое δz - возрастание ПКС, как функцию расстояния R/R_0 , где R_0 - солнечный радиус, для плазменного красного смещения при $T \approx 5 \cdot 10^5$ K, и R являются кратчайшим расстоянием от солнечного центра до линии наблюдения

sight to the star.			звезды.			
Table 5			Таблица 5			
Redshift z of light from stars grazing the Sun			Красное смещение z света от звезд, задевающих Солнце			
	R/R_0	z	R/R_0	z	R/R_0	z
	1.05	$3.70 \cdot 10^{-6}$	1.30	$1.30 \cdot 10^{-6}$	1.8	$0.52 \cdot 10^{-6}$
	1.10	$2.59 \cdot 10^{-6}$	1.40	$1.02 \cdot 10^{-6}$	2.0	$0.41 \cdot 10^{-6}$
	1.20	$1.75 \cdot 10^{-6}$	1.60	$0.70 \cdot 10^{-6}$	2.5	$0.24 \cdot 10^{-6}$
<p>The fluctuations in the electron densities in the corona may require observations of many lines from many stars for the purpose of getting a good statistically valid value. It is important to select a time period when and where the solar corona is quiescent and without major eruptions. The effect from intense light scattering from the corona must be reduced as much as possible to allow observations close to the limb. The wavelengths used must be significantly shorter than the cut-off wavelength, $\lambda_{0.5}$, given by Eq. (28). Use of a sharp and narrow focus on the star will reduce the background of the scattered light. A good experimental design should result in definite confirmation of the plasma redshift. It is an advantage to use lines that are displaced from the corresponding lines in the Sun. For example, the lines from the star may be displaced by the Doppler shift produced by the star's peculiar velocity.</p>			<p>Флуктуации в концентрациях электронов в короне могут требовать наблюдений за многими линиями от многих звезд с целью получения хорошего статистически справедливого значения. Важно выбрать период времени, когда и где солнечная корона является находящейся в покое и без больших извержений. Явление от интенсивного рассеяния света от короны нужно уменьшить насколько возможно, чтобы позволить наблюдать близко к лимбу. Используемые длины волны должны быть значительно короче, чем пороговая длина волны $\lambda_{0.5}$, заданная уравнением (28). Использование резкости и узкого фокуса на звезду уменьшит фон рассеянного света. Хорошая экспериментальная установка должна дать уверенное подтверждение плазменного красного смещения. Это преимущество в использовании линий, которые смещены от соответствующих линий в Солнце. Например, линии от звезды могут быть сдвинуты смещением Доплера, произведенным собственной скоростью звезды.</p>			
7.2 The gravitational redshift			7.2. Гравитационное красное смещение			
<p>In Fig. 4 the predicted plasma redshifts are compared with the observed solar redshifts. This comparison shows that the solar Fraunhofer lines are not gravitationally redshifted when observed on the Earth. The experiments indicate that the gravitationally redshifted photons in the Sun are blue shifted during their travel from the Sun to the Earth. In these solar redshift experiments the photons had about 8.3 minutes to adjust to the gravitational potential.</p>			<p>На Рис. 4 предсказанные плазменные красные смещения сравниваются с наблюдаемыми солнечными красными смещениями. Это сравнение показывает, что солнечные линии Фраунгофера не являются сдвинутыми гравитационным красным смещением при наблюдении с Земли. Эксперименты указывают, что фотоны с гравитационным красным смещением в Солнце получают синий сдвиг за время их перемещения от Солнца к Земле. В этих солнечных экспериментах по красному смещению у фотонов было приблизительно 8.3 минут, чтобы настроиться к гравитационному потенциалу.</p>			
In the laboratory experiments by Pound			В лабораторных экспериментах Паунда и			

<p>and Rebka [37-38] and Pound and Snider [39], the photon's travel time from the emitter to the absorber is only about $\delta t_1=7.5 \cdot 10^{-8}$ s, which is thus the maximum time the photon had for adjusting their frequency to the gravitational potential. This is much shorter than the minimum time, $\delta t_2 = 1.9 \cdot 10^{-5}$ s, required, according to the uncertainty relation in quantum mechanics. The length of the photon is about 270 m, which is about 12 times the distance, 22.5 m, between emitter and absorber (detector). These experiments by Pound, Rebka and Snider do not therefore meet the basic requirements of quantum mechanics.</p>	<p>Рибки[37-38] и Паунда и Снайдера [39], время прохождения фотона от излучателя до поглотителя только около $\delta t_1=7.5 \cdot 10^{-8}$ секунд, что является, таким образом, максимальным временем для фотонов, чтобы настроить их частоту к гравитационному потенциалу. Это намного короче, чем минимальное время $\delta t_2=1.9 \cdot 10^{-5}$ секунд, требуемое согласно соотношению неопределенности в квантовой механике. Длина фотона составляет приблизительно 270 м., что является приблизительно в 12 раз большим расстоянием, 22.5 м., между излучателем и поглотителем (детектор). Эти эксперименты Паунда, Рибки и Снайдера поэтому не удовлетворяют основным требованиям квантовой механики.</p>
<p>20. The microparticle by definition cannot have a length of 270 m, hence, dispute between wave and corpuscular theories of light is terminated in favour of the first one.</p>	<p>20. У микрочастицы по определению не может быть длина 270 м, следовательно, спор между волновой и корпускулярной теориями света завершается в пользу первой.</p>
60	60
<p>They do not, therefore, prove the gravitational redshift, because in these experiments the photons had no chance in responding to the gravitational potential difference between the emitter and the absorber. The experiments only confirm the time dilation difference between the emitting and absorbing nuclei in the gravitational field. They do not show if the photons are weightless, attracted, or repelled in the gravitational field. Any such claim is not supported by a proper analysis of the experiments.</p>	<p>Они, поэтому, не доказывают гравитационное красное смещение, потому что в этих экспериментах у фотонов не было никакого шанса для ответа на гравитационную разность потенциалов между излучателем и поглотителем. Эти эксперименты только подтверждают разность растяжения времени между испускающими и поглощающими ядрами в поле тяготения. Они не показывают, невесомы ли фотоны, притянуты или отражены в поле тяготения. Любое такое требование не поддержано надлежащим анализом экспериментов.</p>
<p>Only the solar redshift experiments are conclusive. To a distant observer in a field free coordinate system, the solar redshift experiments indicate that the photon's frequency increases, as the photons move out of the gravitational field. As seen by a distant observer, the gravitational field with a force that is numerically equal to but opposite to the usually assumed attraction repels a photon. In a local system of reference the photons are weightless. This is contrary to the commonly held opinion, which assumes</p>	<p>Только солнечные эксперименты по красному смещению являются неоспоримым доказательством. Отдалённому наблюдателю в свободной от поля системе координат солнечные эксперименты по красному смещению показывают, что частота фотона увеличивается при движении фотонов из поля тяготения. Как видит отдалённый наблюдатель, поле тяготения с силой, которая численно равна, но противоположна обычно предполагаемому притяжению, отталкивает фотон. В локальной системе отсчета фотоны невесомы. Это противоречит обычно</p>

<p>that the photon has a weight and is attracted in the gravitational field, as if it had a mass $m_{ph} = hv/c^2$.</p>	<p>принятому мнению, которое предполагает, что фотон имеет вес и притягивается в поле тяготения, как будто у него есть масса $m_{ph}=hv/c^2$.</p>
<p>Einstein's two assumptions. Einstein showed that it is reasonable to assume that photon's frequency is lower when emitted close to the Sun, because of time retardation or the slowing of all clocks including atomic clocks with a decreasing gravitational potential. We agree with this assumption and consider that it is well proven fact. For example, in the experiments by Pound and Rebka, and Pound and Snider [37-39], the experiments measured the frequency shift (or the difference in the time retardation) at the emitter position and the absorber (detector) position.</p>	<p>Два предположения Эйнштейна. Эйнштейн показал, что разумно предположить, что частота фотона ниже, когда он испускается близко к Солнцу, из-за запаздывания времени или замедления всех часов, включая атомные часы, в уменьшенном гравитационном потенциале. Мы соглашаемся с этим предположением и полагаем, что это - хорошо доказанный факт. Например, в экспериментах Паунда и Ребки, Паунда и Снайдера [37-39], эксперименты измерили частотный сдвиг (или разность в запаздывании времени) в расположениях излучателя и поглотителя (детектора).</p>
<p>In addition to time retardation, Einstein assumed that the emitted photon frequency stays constant as the photon moves from the Sun to the Earth. This assumption may not appear reasonable in classical physics, but it is not reasonable in quantum mechanics. We disagree with this assumption, because when a photon emitted in the Sun is observed on Earth its frequency is not gravitationally redshifted, as Fig. 4 and the analyses of the many solar redshift experiments in sections 5.6.1 to 5.6.4 show. This disagreement affects only the assumption that the photon's frequency stays constant as the photon moves through different gravitational potentials. It affects gravitational redshift of photons with photon lengths much shorter than the distance traveled. It does not affect the bending of light or the slowing of the speed of light with the gravitational potential, because these effects are independent of the photon's frequency. The equivalence principle is valid except for photons; see Brynjolfsson [107]</p>	<p>В дополнение к запаздыванию времени, Эйнштейн предполагал, что испускаемая частота фотона остаётся постоянной при движении фотона от Солнца к Земле. Это главное предположение, возможно, не кажется приемлемым в классической физике, но это точно не приемлемо в квантовой механике. Мы не согласны с этим предположением, потому что, когда фотон, испускаемый в Солнце, наблюдается относительно Земли, его частота сдвинута не гравитационным красным смещением, как показывают Рис. 4 и анализы многих солнечных экспериментов красного смещения в Разделах 5.6.1 на 5.6.4. Это несоответствие влияет только на предположение, что частота фотона остается постоянной при движении фотона через различные гравитационные потенциалы. Оно влияет на гравитационное красное смещение фотонов с длиной фотона намного короче, чем расстояние перемещения. Оно не влияет на изгибание света или замедление скорости света при изменении гравитационного потенциала, потому что эти явления независимы от частоты фотона. Принцип эквивалентности справедлив за исключением фотонов; см. Бриньолфссон [107]</p>
<p>The experiments by Vessot et al. [40] and by Krisher et al. [41], which have been</p>	<p>Эксперименты Вессота и др. [40], и Кришера и др. [41], которые, как предполагалось,</p>

<p>assumed to prove the gravitational redshift, are invalid as a proof of Einstein's gravitational redshift. The researchers used continuous transmission frequencies of about $2.2 \cdot 10^9$ Hz, and the experiments are therefore in the domain of classical physics. Even if this continuous train of waves broke up into photons, the photon width would be about the classical width of $\gamma = 6.266 \cdot 10^{-24} \omega^2 = 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ which corresponds to a lifetime of about $\tau = 1/\gamma = 835$ s. The value of $\gamma/\omega \approx 8.7 \cdot 10^{-14}$ is close to the estimated frequency stability. The length of such a photon would be about $L \approx 2\pi c\tau = 1.6 \cdot 10^{14}$ cm, or about 10.5 AU. These experiments, which used distances much smaller than 10 AU, were clearly in the domain of classical physics and had no chance of observing possible quantum mechanical effects, such as the frequency adjustment to the gravitational potential; see Brynjolfsson [107]</p>	<p>доказывали гравитационное красное смещение, недействительны в части доказательства гравитационного красного смещения Эйнштейна. Исследователи использовали непрерывную передачу частоты приблизительно $2.2 \cdot 10^9$ Гц, и эксперименты находятся, поэтому, в области классической физики. Даже если бы этот непрерывный цуг волн разбивался на фотоны, то ширина фотона была бы около классической ширины $\gamma = 6.266 \cdot 10^{-24} \omega^2 = 1.2 \cdot 10^{-3}$ сек, что соответствует времени жизни приблизительно $\tau = 1/\gamma = 835$ сек. Значение $\gamma/\omega \approx 8.7 \cdot 10^{-14}$ близко к оцененной частотной стабильности. Длина такого фотона была бы около $L \approx 2\pi c\tau = 1.6 \cdot 10^{14}$ см, или приблизительно 10.5 а.е.. Эти эксперименты, которые использовали расстояния, намного меньшие, чем 10 а.е., ясно, были в области классической физики и не имели никакого шанса наблюдения возможных квантомеханических явлений, таких как частотная настройка на гравитационный потенциал; см. Бринйолфссон [107]</p>
<p>Experiments using the 14.41 keV line of ^{57}Fe. For confirming the blue shift of photons during their time of flight, we could modify the laboratory experiment reported by Pound and Rebka [37, 38] and Pound and Snider [39] by increasing the height difference from 22.5 m to more than about 1000 m. The 14.4 keV photons from ^{57}Fe have a lifetime of $\tau = 1.43 \cdot 10^{-7}$ s, and a photon length of about $L \approx 2\pi c\tau = 270$ m. For less than 270 m height difference there is practically no reversal of the photon redshift and the photon behaves like a classical photon. Beyond 270 m, the reversal is only gradual and partial. When we increase the height difference, the absorption of the 14.4 keV photons becomes too large in any gas including helium over the height of 1000 m. A large evacuated cylinder between emitter and absorber must then replace the helium filled plastic cylinder in the experiments by Pound et al. [37-39]. It is also necessary to increase the source strength and the sensitivity of the detectors. These modifications increase the cost of the</p>	<p>Эксперименты, использующие линию 14.41 кэВ ^{57}Fe. Для того, чтобы подтвердить синее смещение фотонов в течение их времени полета, мы могли модифицировать лабораторный эксперимент, о котором сообщают Паунд и Ребка [37-38] и Паунд и Снайдер [39], увеличивая разность высоты от 22.5 м. до больше чем примерно 1000 м. Фотоны 14.4 кэВ из ^{57}Fe имеют время жизни $\tau = 1.43 \cdot 10^{-7}$ сек, и длину фотона примерно $L \approx 2\pi c\tau = 270$ м. Для разности высоты на меньше, чем 270 м., нет фактически никакой инверсии красного смещения фотона, и фотон ведет себя как классический фотон. Свыше 270 м. инверсия является только постепенной и частичной. Когда мы увеличиваем разность высоты, поглощение фотонов 14.4 кэВ становится слишком большим в любом газе, включая гелий на высоте 1000 м. Большой откачанный цилиндр между излучателем и поглотителем должен тогда заместить заполненный гелием пластиковый цилиндр в экспериментах Паунда и др. [37-39]. Также необходимо увеличить интенсивность источника и чувствительность детекторов. Эти изменения значительно увеличивают стоимость</p>

<p>experiment significantly. Use of existing structures, such as, mines, boreholes, caves, or cliffs, for building the large (about 1 km) evacuated steel cylinder, will facilitate the design and reduce the cost. But the experiments would be costly.</p>	<p>эксперимента. Использование существующих структур, таких как, шахты, буровые скважины, полости, или утесы, для того, чтобы строить большой (приблизительно 1 км) откачанный стальной цилиндр, облегчит проект и уменьшит стоимость. Но эксперименты были бы дорогостоящими.</p>
61	61
<p>Experiments using the 77.3 keV line of ^{197}Au. We could use higher energy photons and shorter photon lengths. The 77.3 keV line in gold has a short lifetime, $\tau = 2.73 \cdot 10^{-9}$ s, and therefore a relatively short photon length, $L = 514$ cm. However, the short photon length or short lifetime makes the resonance width of the line relatively large, $\Gamma = 2.412 \cdot 10^{-7}$ eV. The value of $\Gamma/E = 2.412 \cdot 10^{-7} / 77300 = 3.12 \cdot 10^{-12}$. The gravitational redshift over a height difference of 300 m is $gh/c^2 = 9.81 \cdot 300 / (3 \cdot 10^8)^2 = 3.27 \cdot 10^{-14}$. The classical gravitational redshift difference over the height of 300 m is therefore about 1 % of the half-width of the line, which is slightly greater than the 0.76 % in the experiments by Pound et al. [37-39]. If the space between the emitter and absorber is filled with pure helium, the absorption in helium will be about 60%. It is therefore possible to use the helium filled plastic cylinder, instead of evacuated steel cylinder between the emitter and the absorber. In the solar redshift experiments the photons had about 8 minutes to change with the gravitational potential. In these experiments, the photon have only about 10^{-8} s, to adjust the frequency to the potential. We don't know how long time it takes the photons to adjust to a new potential. But we surmise that the blue shift of photons will lag only a few photon lengths behind the actual gravitational potential. We surmise therefore (without any concrete evidence) that this short time, 10^{-8} s, in the experiment using gold is adequate to demonstrate a partial blue shift. It may be adequate to use even a smaller height difference, maybe 30 m, which is</p>	<p>Эксперименты используя линию 77.3 кэВ ^{197}Au. Мы могли использовать более высокоэнергетические фотоны и более короткую длину фотона. У 77.3 кэВ в золоте короткий срок службы $\tau = 2.73 \cdot 10^{-9}$ сек, и поэтому относительно короткая длина фотона, $L = 514$ см. Однако, короткая длина фотона или короткое время жизни делают резонансную ширину линии относительно большой, $\Gamma = 2.412 \cdot 10^{-7}$ эВ. Значение $\Gamma/E = 2.412 \cdot 10^{-7} / 77300 = 3.12 \cdot 10^{-12}$. Гравитационное красное смещение на разности высоты 300 м. равно $gh/c^2 = 9.81 \cdot 300 / (3 \cdot 10^8)^2 = 3.27 \cdot 10^{-14}$. Классическая гравитационная разность красного смещения на высоте 300 м. - поэтому приблизительно 1 % полуширины линии, которая немного больше чем 0.76 % в экспериментах Паунда и др. [37-39]. Если пространство между излучателем и поглотителем будет заполнено чистым гелием, то поглощение в гелии составит приблизительно 60 %. Поэтому возможно использовать заполненный гелием пластиковый цилиндр, вместо откачанного стального цилиндра между излучателем и поглотителем. В солнечных экспериментах по красному смещению у фотонов было приблизительно 8 минут, чтобы измениться с гравитационным потенциалом. В этих экспериментах у фотона есть только приблизительно 10^{-8} секунд, чтобы настроить частоту к потенциалу. Мы не знаем, как много времени занимает у фотона, чтобы настроиться к новому потенциалу. Но мы предполагаем, что синее смещение фотонов будет отставать только на несколько длин фотона позади фактического гравитационного потенциала. Мы предполагаем поэтому (без любого конкретного доказательства), что этот короткий промежуток времени 10^{-8} секунд, в эксперименте, использующем золото, достаточен, чтобы продемонстрировать</p>

reasonable to do as a first attempt.	частичное синее смешение. Может быть, достаточно использовать даже меньшую разность высоты, возможно 30 м., что приемлемо сделать как первую попытку.
<p>Experiments using the other sources. We could also consider other sources, such as, the 23.87, 27.72 and 73.0 keV gamma rays from ^{119}Sn, ^{129}I, and ^{193}Ir, respectively.</p>	<p>Эксперименты, использующие другие источники. Мы могли также рассмотреть другие источники, такие как 23.87, 27.72 и 73.0 кэВ гамма-лучи от ^{119}Sn, ^{129}I и ^{193}Ir, соответственно.</p>
We could modify the experiments Vessot et al. [40] by increasing the height and length of the rocket path, and by increasing the frequency used by a factor of about 1,000.	Мы могли модифицировать эксперименты Вессота и др. [40], увеличивая высоту и продолжительность подъемного пути, и увеличивая используемую частоту на множитель примерно 1 000.
8 Summary and conclusions	8. Резюме и заключения
<p>By using more exact calculations than those usually applied, we have deduced from conventional axioms of physics a new cross section for interaction of photons with a hot electron plasma. This important cross section, plasma redshift, has been overlooked in the past; most likely, because it is usually insignificant, and because it cannot be detected in conventional laboratory experiments. The plasma redshift is important only in a very hot and low-density electron plasma. The cross section is given by Eq. (18). In this equation, the oscillator strength function, $F_1(a)$, is given by Eq. (14), and the numerical values are shown in Table 1. The plasma redshift is small for large values of $\alpha = \hbar\omega_p / (\beta_0\omega_0kT) = 3.65 \cdot 10^5 \lambda_0 N_e^{1/2} / T$, but becomes significant as α decreases. We have that for α equal to 0.344, 1.163, and 2.671 the oscillator strength function is 90%, 50%, and 10%, respectively, of its full value. For $\alpha \sim 3.633$, the oscillator strength function $F_1(a)$ has even small negative values, that is small blue shifts. These small negative values (blue shifts) are usually not important. Instead of the parameter α, we can use the cut-off wavelength defined by Eq. (15). The 50% cut-off wavelength is given by Eq. (16) and when magnetic fields are significant by Eq. (28), which gives the relation between the cut-off</p>	<p>При использовании более точных вычислений, чем обычно применяемые, мы вывели из обычных аксиом физики новое поперечное сечение для взаимодействия фотонов с горячей электронной плазмой. Это важное поперечное сечение, плазменное красное смещение, было пропущено в прошлом; наиболее вероятно, потому что оно является обычно несущественным, и потому что оно не могло быть обнаружено в обычных лабораторных экспериментах. ПКС важно только в очень горячей электронной плазме с низкой плотностью. Поперечное сечение дано уравнением (18). В этом уравнении силовая функция осциллятора $F_1(a)$, дана уравнением (14), и числовые значения показаны в Таблице 1. ПКС является небольшим для больших значений $\alpha = \hbar\omega_p / (\beta_0\omega_0kT) = 3.65 \cdot 10^5 \lambda_0 N_e^{1/2} / T$, но становится существенным при уменьшении α. Мы имеем, что для α, равного 0.344, 1.163, и 2.671, силовая функция осциллятора составляет 90 %, 50 %, и 10 %, соответственно, от её полной величины. Для $\alpha \sim 3.633$, у силовой функции осциллятора $F_1(a)$ есть даже небольшие отрицательные величины, то есть, небольшие синие смешения. Эти небольшие отрицательные величины (синие смешения) обычно не важны. Вместо параметра α, мы можем использовать пороговую длину волны, определенную уравнением (15). 50%-ая пороговая длина волны дана уравнением (16) и когда магнитные поля являются существенными - уравнением (28), которое дает</p>

wavelength for the plasma redshift, the electron temperature, electron density, and the magnetic field.	соотношение между пороговой длиной волны для ПКС, электронной температурой, концентрацией электронов и магнитным полем.
The plasma redshift of photons results in transfer of very small quanta to the plasma. This does not change the direction of the photons significantly. The photon's energy loss by plasma redshift is in some respect analogous to a charged particle's energy loss by Cerenkov radiation. The energy lost by the photons is immediately absorbed in the electron plasma and results in significant heating. As shown in sections 5.1 to 5.5, the plasma-redshift heating together with the magnetic heating contributes significantly to the heating of the solar corona and to the heating responsible for many observable and interesting phenomena in the solar atmosphere.	Плазменное красное смещение фотонов приводит к передаче плазме очень небольших квантов. ПКС не изменяет направление фотонов значительно. Потери энергии фотона при ПКС находятся в некотором отношении, аналогичном потерям энергии заряженной частицы на Излучение Черенкова. Энергия, потерянная фотонами, немедленно поглощается электронной плазмой и приводит к существенному нагреву. Как показано в Разделах 5.1 к 5.5, нагрев от ПКС вместе с магнитным нагревом, способствует значительно нагреванию солнечной короны и к нагреванию, ответственному за многие наблюдаемые и интересные явления в солнечной атмосфере.
In section 5.1, we use Eq. (28) to show that the cut-off wavelength for plasma redshift of photons predicts well the onset of the plasma-redshift heating in the transition zone to the solar corona. The 50 % cut-off wavelength is about 500 nm when the temperature is about 500,000 K, the electron density about $N_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, and magnetic field less than 10 gauss. These values correspond to about the middle of the transition zone to solar corona.	В Разделе 5.1, мы используем уравнение (28), чтобы показать, что пороговая длина волны для плазменного красного смещения фотонов хорошо предсказывает начало нагрева от плазменного красного смещения в переходной зоне к солнечной короне. 50%-ая пороговая длина волны составляет приблизительно 500 нм при температура около 500 000К, концентрации электронов $N_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$, и магнитном поле меньше чем 10 гауссов. Эти значения соответствуют примерно середине переходной зоны к солнечной короне.
62	62
For shorter wavelengths, the cut-off wavelength reaches deeper into the transition zone, while for the longer wavelengths, the cut-off reaches higher. The cut-off zone reaches deeper into the transition zone as the magnetic field increases. For example, the cut-off wavelength in the above example increases by 130% when the magnetic field increases from 10 to 100 gauss.	Для волн более коротких пороговая длина волны достигается глубже в переходной зоне, в то время как для волн более длинных, порог достигается выше. Пороговая зона находится глубже в переходной зоне при увеличении магнитного поля. Например, пороговая длина волны в вышеупомянутом примере увеличивается на 130 %, когда магнитное поле увеличивается с 10 до 100 гауссов.
In section 5.1, we also show how the plasma redshift together with transformation of magnetic field to heat, as described in Appendix B, facilitates explanation of the spicules in the transition	В Разделе 5.1, мы также показываем, как плазменное красное смещение вместе с преобразованием магнитного поля в тепло, как описано в Приложении В, облегчает объяснение спикул в переходной зоне к короне.

<p>zone to the corona. Without the plasma-redshift theory, the formation of the spicules has been difficult to explain.</p>	<p>Без теории плазменного красного смещения формирование спикул было бы трудно объяснить.</p>
<p>In sections 5.2, 5.3, and 5.4, about the solar corona, the solar wind, and the solar streamers, we find that the plasma-redshift theory together with the theory for conversion of magnetic field to heat, as described in Appendix B, is consistent with many observations that have been difficult to explain. In section 5.2, we show that above the cut-off zone, the plasma redshift exceeds the emission cooling and the excess heat leaks by conduction into the lower transition zone. Gradually, the gravitational cooling by the solar wind increases relative to the plasma redshift heating; and it exceeds the plasma redshift heating and results in maximum temperature at about 2 solar radii. The repulsion of the diamagnetic moments, as described by Eq. (B10), reduces this gravitational cooling by the solar wind. At about 5 solar radii, the magnetic repulsion force exceeds the gravitational attraction. This results in an outward acceleration of the solar wind. Due to Eq. (B11), this kind of acceleration of the heavier ions, such as helium ions, can sometimes be greater than that of the protons. The plasma redshift transfers its energy to the electrons. This heat energy causes the electron temperature often to exceed the proton temperature and increases the solar wind as shown in section 5.3. The explanation of solar streamers, described in section 5.4, is related to the explanation of the spicules in section 5.1. In addition to the plasma redshift these explanations make use of magnetic repulsion of the diamagnetic moments.</p>	<p>В Разделах 5.2, 5.3, и 5.4, о солнечной короне, солнечном ветре, и солнечных потоках, мы обнаруживаем, что теория ПКС вместе с теорией для преобразования магнитного поля в тепло, как описано в Приложении В, совместима со многими наблюдениями, которые было трудно объяснить. В Разделе 5.2, мы показываем, что выше пороговой зоны, плазменное красное смещение превышает эмиссионное охлаждение и избыточное тепло уходит из-за теплопроводности в более низкую переходную зону. Постепенно, гравитационное охлаждение солнечным ветром увеличивается относительно нагревания плазменным красным смещением; и оно превышает нагревание ПКС и максимум температуры получается приблизительно в 2 солнечных радиусах. Отталкивание диамагнитных моментов, как описано уравнением (B10), уменьшает это гравитационное охлаждение солнечным ветром. Приблизительно в 5 солнечных радиусах магнитная сила отталкивания превышает гравитационное притяжение. Это приводит к ускорению направленного наружу солнечного ветра. Благодаря уравнению (B11), этот вид ускорения более тяжелых ионов, таких как ионы гелия, может иногда быть больше, чем ускорении протонов. ПКС передает свою энергию электронам. Эта энергия теплоты заставляет температуру электронов часто превышать температуру протонов и увеличивает солнечный ветер как показано в Разделе 5.3. Объяснение солнечных потоков, описанное в Разделе 5.4, связано с объяснением спикул в Разделе 5.1. В дополнение к ПКС эти объяснения используют магнитное отталкивание диамагнитных моментов.</p>
<p>In section 5.5, we demonstrated that the plasma-red shift theory is helpful in explaining solar flares. It is shown that for large magnetic fields, the plasma redshift can be initiated even deep in the chromosphere. The plasma red shift heating can then also initiate conversion of</p>	<p>В Разделе 5.5, мы продемонстрировали, что теория ПКС полезна при объяснении солнечных вспышек. Показано, что для больших магнитных полей ПКС может возникать даже глубоко в хромосфере. ПКС-нагревание может тогда также привести к превращению магнитной энергии в тепло.</p>

<p>the magnetic field energy to heat. The heating that results from plasma redshift and the conversion of the magnetic field energy to heat can then initiate many hitherto unexplained phenomena, including the flares, loops and arches.</p>	<p>Нагревание, которое следует из плазменного красного смещения и преобразования магнитной энергии в тепло может тогда вызывать многие до настоящего времени необъясненные явления, включая вспышки, петли и арки.</p>
<p>In sections 5.6.1, we compare the theory with the solar redshift experiments. We find that the plasma red shift explains significant fraction of the observed red shifts of the solar Fraunhofer lines. It leads thereby to the conclusion that the solar lines are not gravitationally redshifted when observed on the Earth. For the evidence, see for example Table 3 and Fig. 4.</p>	<p>В Разделе 5.6.1 мы сравниваем теорию с солнечными экспериментами по красному смещению. Мы обнаруживаем, что ПКС объясняет значительную часть наблюдаемых красных сдвигов солнечных Фраунгоферовых линий. Это приводит, таким образом, к выводу, что солнечные линии не являются гравитационно сдвинутыми при наблюдении их с Земли. Для доказательства, см. например Таблицу 3 и Рис. 4.</p>
<p>In section 5.6.2, we discuss the gravitational redshift and how the observations lead to a quantum theory for reversal of the gravitational redshift. It is concluded that while the photons in the solar spectrum are gravitationally redshifted when in the Sun, as predicted by Einstein's classical TGR, the photons are usually not gravitationally redshifted when they arrive on the Earth. The photons' frequencies are blue shifted during photons' time of flights from the Sun to the Earth, somewhat analogously to the frequencies of atoms when the atoms move from the Sun to the Earth. This does not conflict with any of the experiments [37-41] that have been assumed to prove the gravitational redshift, because these experiments, due to quantum effects, were unable to detect if the photons were attracted or repulsed by the gravitational field. The solar redshift experiments can discern if the photons are attracted or repulsed, and these experiments show clearly that the gravitational redshift is reversed as the photons move outwards from the Sun.</p>	<p>В Разделе 5.6.2, мы обсуждаем гравитационное красное смещение, и как наблюдения приводят к квантовой теории для обратного гравитационного красного смещения. Выведено, что, в то время как фотоны в солнечном спектре гравитационно сдвинуты в красную сторону в самом Солнце, как предсказано классической ОТО Эйнштейна, но фотоны обычно не гравитационно сдвинуты, когда они прибывают к Земле. Частоты фотонов смещаются в синюю сторону в течение времени их полёта от Солнца к Земле, это несколько аналогично частотам атомов, когда атомы перемещаются от Солнца к Земле. Это не находится в противоречии ни с одним из экспериментов [37-41], которые, как предполагалось, доказывали гравитационное красное смещение, потому что эти эксперименты, из-за квантовых эффектов, были неспособны обнаружить, притягиваются ли фотоны или отталкиваются гравитационным полем. Солнечные эксперименты по красному смещению могут различить, притягиваются ли фотоны или отталкиваются, и эти эксперименты показывают ясно, что гравитационное красное смещение обратимо при выходе фотонов за пределы Солнца.</p>
<p>In section 5.6.3, we focus on the comparison of the present and conventional explanations of the solar redshift. While the conventional theory often makes similar prediction to that of</p>	<p>В Разделе 5.6.3, мы сосредотачиваемся на сравнении представленного и обычного объяснений солнечного красного смещения. Хотя обычная теория часто делает аналогичный прогноз с представленной теорией, есть</p>

the present theory, there are a few crucial observations, which contradict the predictions of the conventional theory, but confirm those of the plasma-redshift theory.	несколько решающих наблюдений, которые противоречат прогнозам обычной теории, но подтверждают таковые из теории плазменного красного смещения.
In section 5.6.4, we mention that as in case of the solar corona, the plasma redshift appears to be able to explain in a reasonable way the relatively large redshifts of many bright stars, including the redshifts of collapsars and quasars. The details of these explanations, however, were not perused in the present paper, because the extrapolations from solar corona appear plausible. Detailed calculations are necessarily elaborate, and require often extrapolation from known facts.	В Разделе 5.6.4, мы упоминаем, что как в случае солнечной короны, плазменное красное смещение, оказывается способным объяснить разумным способом относительно большие красные смещения многих ярких звезд, включая красные смещения коллапсаров и квазаров. Детали этих объяснений, однако, не были просмотрены в данной работе, потому что экстраполяции от солнечной короны кажутся правдоподобными. Детализированные вычисления обязательно будут сложными, и часто требуют экстраполяции от известных фактов.
63	63
Such extrapolations introduce uncertainties. For example, we don't know much about the intensity and structure of the magnetic field in quasars. We also don't know if the coronas of quasars are isotropic.	Такие экстраполяции вводят дополнительные неопределенности. Например, мы не знаем достаточно о напряженности и структуре магнитного поля в квазарах. Мы также не знаем, изотропны ли короны квазаров.
In section 5.7, we find that the plasma redshift can explain the observed corona of the Milky Way and the coronas of other galaxies. It leads also to hot intergalactic plasma filling the intergalactic space, as the kinetic energies of the particles in the coronal plasmas exceed the gravitational potential energy of the particles.	В Разделе 5.7, мы обнаруживаем, что ПКС может объяснить наблюдаемую корону Млечного пути и короны других галактик. Это ведет также к горячей межгалактической плазме, заполняющей межгалактическое пространство, поскольку кинетические энергии частиц в плазме корон превышают гравитационную потенциальную энергию этих частиц.
In section 5.8, we show that the plasma redshift can explain the entire cosmological redshift, if the average electron density in intergalactic space is	В Разделе 5.8, мы показываем, что ПКС может объяснить все космологическое красное смещение, если средняя концентрация электронов в межгалактическом пространстве
	$(N_e)_{av} = (N_{ep})_{av} \approx 1.95 \cdot 10^{-4} \left(\frac{H_0}{60}\right) \text{ cm}^{-3}. \quad (68)$
The agreement between the theory and experiments is good; see Figs. (5) and (6). The recently discovered dimming of distant supernovae is predicted well by the plasma-redshift theory. No "dark energy" or "dark matter" are needed to explain the observations.	Согласие между теорией и экспериментами хорошее; см. Рис. (5) и (6). Недавно обнаруженное потускнение далёких Сверхновых достаточно хорошо предсказано теорией ПКС. Никакая "тёмная энергия" или "тёмная материя" не нужна для объяснения этих наблюдений.
In section 5.9, we show that experimental	В Разделе 5.9 мы показываем, что

<p>data for the high-redshift supernovae indicate that there is no time dilation, and that the universe therefore is quasi-static.</p>	<p>экспериментальные данные для Сверхновых с высоким красным смещением указывают, что нет никакого растяжения времени, и что Вселенная поэтому является квазистатической.</p>
<p>In section 5.10 and Appendix C, we show that the plasma-redshift theory can also explain the cosmic microwave background (CMB). It is found that when the intergalactic space is filled with electron-proton plasma with density equal to that required for explaining the cosmological redshift, the isotropic and well-defined CMB follows as a necessary consequence. This hot plasma with a density $N_e = 1.95 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ and a thermal particle temperature of $T = 2.706 \cdot 10^6 \text{ K}$ leads to the isotropic CMB with a well-defined blackbody temperature of $T_{CMB} = 2.728 \text{ K}$. The CMB is dominant between 10^9 and $1.7 \cdot 10^{11} \text{ Hz}$. The cosmic spectrum below and above these limits is also consistent with the predictions of the plasma-redshift theory.</p>	<p>В Разделе 5.10 и Приложении С, мы показываем, что теория плазменного красного смещения может также объяснить космическое микроволновое фоновое излучение (МФИ). Найдено, что, когда межгалактическое пространство заполнено электронно-протонной плазмой с плотностью, равной требуемой для того, чтобы объяснить космологическое красное смещение, изотропное и чёткое МФИ получается в качестве необходимого следствия. Эта горячая плазма с плотностью $N_e = 1.95 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ и тепловая температура частицы $T = 2.706 \cdot 10^6 \text{ К}$ приводят к изотропному МФИ с четкой температурой абсолютно черного тела $T_{CMB} = 2.728 \text{ К}$. МФИ максимально проявляется между 10^9 и $1.7 \cdot 10^{11} \text{ Гц}$. Космический спектр ниже и выше этих пределов также совместим с предсказаниями теории плазменного красного смещения.</p>
<p>Radiations beyond CMB produce additional pressure on the wall of the blackbody "cavity". Corresponding to these additional radiations, the average particle temperature per particle in intergalactic space exceeds the temperature $T = 2.706 \cdot 10^6 \text{ K}$. The average particle temperature is then</p>	<p>Излучения вне МФИ производят дополнительное давление на стенку абсолютно чёрной "полости". Соответствуя этим дополнительным излучениям, средняя температура частиц на 1 частицу в межгалактическом пространстве превышает температуру $T = 2.706 \cdot 10^6 \text{ К}$. Средняя температура частицы тогда</p>
	$T_{av} \approx (3.0 \text{ to } 3.6) \cdot 10^6 \left(\frac{60}{H_0}\right) \text{ K.} \quad (69)$
<p>The upper limit of T_{av} includes contributions from the CMB, the X rays, and the intergalactic light.</p>	<p>Верхний предел T_{av} включает вклады от МФИ, рентгеновских лучей, и межгалактического света.</p>
<p>The corresponding average density in intergalactic space is estimated to be about</p>	<p>Соответствующая средняя плотность в межгалактическом пространстве, по оценке, примерно</p>
$\rho \approx 3.8 \cdot 10^{-28} \left(\frac{H_0}{60}\right) \text{ g cm}^{-3}. \quad (70)$	$\rho \approx 3.8 \cdot 10^{-28} \left(\frac{H_0}{60}\right) \text{ Г см}^{-3}. \quad (70)$
<p>This average density in the universe is then about 56 times higher than the density usually assumed for a closed universe when $H_0 \approx 60 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. The plasma redshift leads thus to a much higher density in intergalactic space than that conventionally assumed.</p>	<p>Эта средняя плотность во Вселенной тогда приблизительно в 56 раз более высокая, чем плотность, обычно принимаемая для замкнутой Вселенной при $H_0 \approx 60 \text{ км/сек Мпк}^{-1}$. Плазменное красное смещение ведет, таким образом, к намного более высокой плотности в межгалактическом пространстве, чем это традиционно принято.</p>

<p>In section 5.11 and in Appendix C, we show that the high density and temperature of the intergalactic plasma and in the Galactic corona explain well the observed X-ray background. Some experts in the field will object that the high density and high temperature in space will result in an X-ray intensity that is too high. Closer scrutiny shows, however, that the predicted X-ray intensity is consistent with observations. This is because the redshift length (the inverse of plasma-redshift absorption) is many times shorter than the usually assumed absorption length (the inverse of the conventional X-ray absorption coefficient). The integral of the X-ray luminosity degraded by the Compton scattering and the plasma redshift over the redshift distance results in modest X-ray intensity. This soft X-ray intensity is nevertheless significant for maintaining uniform ionization in space, and it helps ionize the corona of galaxies and other objects. This soft X-ray background from intergalactic plasma does not contradict the observations that find that most of the harder X rays from intergalactic space are due to point sources.</p>	<p>В Разделе 5.11 и в Приложении С, мы показываем, что высокая плотность и температура межгалактической плазмы и в Галактической короне хорошо объясняют наблюдаемый рентгеновский фон. Некоторые эксперты в этой области возразят, что высокая плотность и высокая температура в пространстве приведут к слишком высокой интенсивности рентгеновских лучей. Более тщательное исследование показывает, однако, что предсказанная рентгеновская интенсивность совместима с наблюдениями. Это потому, что длина красного смещения (обратная величина к ПКС-поглощению) во много раз короче, чем обычно принимаемая длина поглощения (обратная величина обычного коэффициента рентгеновского поглощения). Интеграл рентгеновской светимости, уменьшенной Комптоновским рассеянием и ПКС по всему расстоянию красного смещения, приводит к умеренной рентгеновской интенсивности. Эта мягкая рентгеновская интенсивность является, однако, существенной для того, чтобы сохранить равномерную ионизацию в пространстве, и это помогает ионизировать корону галактик и других объектов. Этот мягкий рентгеновский фон от межгалактической плазмы не противоречит наблюдениям, которые обнаруживают, что большинство более жестких X-лучей из межгалактического пространства происходят от точечных источников.</p>
64	64
<p>The softer X-ray intensity is due mostly to relatively colder filaments between huge bubbles heated by the plasma redshift. Like in the transition zones to the solar and galactic coronas, the bubble structure is due to the fact that the plasma redshift is first order process in density, while the cooling processes are usually second order in density. Some of the slightly harder X rays are produced in the hot bubbles. The harder X rays are also emitted from the hot dense plasma in large galaxy clusters and from other point sources. We show that the X rays from intergalactic space are consistent with the observations.</p>	<p>Более мягкая рентгеновская интенсивность происходит из, главным образом, относительно более холодных нитей между огромными пузырями, нагретыми ПКС. Как в переходных зонах к солнечным и галактическим коронам, пузырчатая структура образуется из-за того, что ПКС - процесс первого порядка от плотности, в то время как процессы охлаждения обычно второго порядка от плотности. Некоторые из немного более жестких X-лучей порождены в горячих пузырях. Более жесткие X-лучи также испускаются из горячей плотной плазмы в больших кластерах галактик и из других точечных источников. Мы показываем, что эти X-лучи из межгалактического пространства</p>

<p>In section 5.12, we discuss the high average density in the universe. Some experts will also object that the high density in space will lead to too large a curvature of space. Weightlessness of photons in a local standard reference system means that Einstein's field equations will have to be modified. This modification is most likely small, although fundamentally very important. However, Einstein's extrapolation of Newton's phenomenological equations for gravitation to very large distances and even to infinity has no experimental support and no support from conventional quantum mechanical physics. It is most likely incorrect. Distant collisions by hot particles with the proton particles (and other particles) will change the angular momentum and the gravitational energy transfer to the proton, before the gravitational potential change can assert itself, as the hot proton rotates and moves around. Quantum mechanical theory requires a finite time for the proton to interact with the gravitational field. Even with the high densities of Eq. (64), the space could be fiat isotropic and infinite, which is consistent with observations.</p>	<p>совместимы с наблюдениями.</p> <p>В Разделе 5.12, мы обсуждаем высокую среднюю плотность во Вселенной. Некоторые эксперты также возразят, что высокая плотность в пространстве приведет к слишком большой кривизне пространства. Невесомость фотонов в локальной стандартной системе отсчета означает, что уравнения поля Эйнштейна должны быть модифицированы. Эта модификация является, вероятно, небольшой, хотя фундаментально - очень важной. Однако, экстраполяция Эйнштейном феноменологических уравнений Ньютона (для гравитации) на очень большие расстояния и даже на бесконечности не имеет никакого экспериментального основания и никакого основания от обычной квантово-механической физики. Это, скорее всего, неправильно. Отдалённые столкновения горячих частиц с протонами (и другими частицами) изменят момент количества движения, и гравитационная энергия переходит протону прежде, чем изменение гравитационного потенциала сможет самоутвердиться, пока горячий протон вращается и перемещается. Квантово-механическая теория требует конечного промежутка времени для протона, чтобы он провзаимодействовал с полем тяготения. Даже при высокой плотности в уравнении (64), пространство могло бы быть изотропным и бесконечным, что совместимо с наблюдениями.</p>
<p>In section 6, we show that the reversals of the gravitational redshifts of photons as they move out of solar gravitational field are supported by other important observations. It was concluded in sections 5.6.2 and 5.6.3 that the plasma redshift could explain the observed redshift of solar Fraunhofer lines without the gravitational redshift, which was expected from the classical theory of general relativity (TGR). It was concluded that the photons' frequencies are gravitationally redshifted in the Sun; but as the photons move from the Sun to the Earth the frequencies are blue shifted, which reverses their gravitational redshift. The present quantum mechanically modified TGR leads to</p>	<p>В Разделе 6 мы показываем, что инверсии гравитационных красных смещений фотонов при их движении из солнечного поля тяготения, поддержаны другими важными наблюдениями. В Разделах 5.6.2 и 5.6.3 было выведено, что ПКС могло бы объяснить наблюдаемое красное смещение солнечных Фраунгоферовых линий без гравитационного красного смещения, которое ожидалось из классической ОТО. Было выведено, что частоты фотонов гравитационно смещены в красную сторону в Солнце; но как только фотоны начинают движение от Солнца к Земле, частоты сдвигаются в синюю сторону, что изменяет их гравитационное красное смещение. Существующая квантово-механическая модификация ОТО приводит к обратному гравитационному красному</p>

<p>reversal of photons gravitational redshift. This unexpected result of the plasma redshift contradicts the fundamental assumption in physics and in TGR that a photon's frequency is a constant of motion as the photon moves through gravitational fields, or that the frequency of a photon stays constant as the photon moves from one gravitational potential to another. Conventional theory assumes that all other forms of mass and energy are redshifted, as the corresponding particles move to lower potential. The equivalence of mass and kinetic energy in the special theory of relativity means that the inertial mass of the photon is $m_i = hv/c^2$. According to equivalence principle, the gravitational mass $m_g = m_i$ and the photon should be attracted by the gravitational field. Section 6 serves to show that, independent of the solar redshift experiments, the hydrogen streaming away from the galactic center supports the contention that the photons redshift is reversed, as the photons move out of the gravitational field.</p>	<p>смещению фотонов. Этот неожиданный результат плазменного красного смещения противоречит фундаментальному предположению в физике и в ОТО, что частота фотона - константа движения при движении фотона через гравитационные поля, или что частота фотона остаётся постоянной при движении фотона от одного гравитационного потенциала к другому. Обычная теория предполагает, что все другие формы массы и энергии подвергаются красному смещению при перемещении соответствующих частиц к точкам с более низким потенциалом. Эквивалентность массовой и кинетической энергии в специальной теории относительности означает, что инерционная масса фотона $m_i = hv/c^2$. Согласно принципу эквивалентности, гравитационная масса $m_g = m_i$, и фотон должен притягиваться гравитационным полем. Раздел 6 доказывает, что, независимо от солнечных экспериментов по красному смещению, водород, вытекающий из центра галактики, поддерживает утверждение, что красное смещение фотонов обратимо при движении фотонов из поля тяготения.</p>
<p>It is argued that the reversal of the gravitational redshift removes the need for black holes, which are fictions created by extrapolating Newton's phenomenological equation far beyond their experimental foundation. It is more likely that matter, instead of being sucked into a black hole, is transformed to photons at the brink of a black hole. (This brink of a black hole may possibly consist of a vortex at the center of a large, fast spinning, and flattened neutron star-like object, which most likely has large magnetic fields, possibly sometimes on the order of or even exceeding 10^{15} gauss.)</p>	<p>Утверждается, что инверсия гравитационного красного смещения убирает потребность в черных дырах, которые являются фантастикой, созданной экстраполяцией феноменологического уравнения Ньютона далеко за его экспериментальное обоснование. Более вероятно, что материя, вместо того, чтобы быть всосанной в черную дыру, преобразуется в фотоны на границе черной дыры. (Эта граница черной дыры может, возможно, состоять только из фокуса в центре большого, быстрого вращения, и являться завершением нейтронного звездообразного объекта, у которого наиболее вероятно есть большие магнитные поля, возможно иногда порядка или даже свыше 10^{15} гауссов.)</p>
<p>21. The incident matter does not hit into a black hole. As the time of slope of object onto brink of a black hole proposed in TGR is unlimited, but a lifetime of any material object is restricted, so any material object cannot attain brink of the black hole. But</p>	<p>21. Падающая материя не попадает внутрь черной дыры. Поскольку время падения объекта на границу предполагаемой по ОТО ЧД по собственному времени неограниченно большое, а время жизни любого материального объекта ограничено, то любой материальный объект не</p>

<p>an emanation should go out from brink of a black hole, by Uncertainty Principle. Hence, the Black hole cannot grow, and can decrease only, that is, black holes do not exist.</p>	<p>может достичь границы ЧД. А по принципу неопределенности излучение должно выходить от границ черной дыры. Следовательно, Черная дыра не может расти, а может только уменьшаться, то есть, черных дыр не существует.</p>
<p>The photons gravitational redshift is then reversed and the photons can reform matter, such as electron-positron pairs and proton-antiproton pairs and other particles at a distance in the usual way known from the laboratory experiments. This extrapolation requires more experimental and theoretical support.</p>	<p>Фотонное гравитационное красное смещение тогда реверсировано, и фотоны могут снова формировать материю, такую как электронно-позитронные пары и пары протон-антипротона и другие частицы на расстоянии обычным способом, известным из лабораторных экспериментов. Эта экстраполяция требует большего экспериментального и теоретического основания.</p>
<p>The experimental evidence for the correctness of this extrapolation is found in the intense positron annihilation spectrum detected close to the galactic centers, and in the large amount of hydrogen observed streaming away from the Milky Way center. The reversal of photon's gravitational redshift and transformation of a matter at the centers of galaxies (and quasars) bring a self-regulating stability into our cosmological perspective. Although it was not discussed in section 6 (because the evidence is not clear), the weightlessness of photons in a standard system of reference may also facilitate explanation of the large amount of energy released in supernova explosions.</p>	<p>Экспериментальное подтверждение для правильности этой экстраполяции найдены в интенсивном позитронном аннигиляционном спектре, обнаруженном близко к галактическим центрам, и в большом количестве водорода, наблюдаемого вытекающим из центра Млечного пути. Инверсия гравитационного красного смещения фотона и преобразование материи в центрах галактик (и квазаров) приносят саморегулируемую устойчивость в нашу космологическую перспективу. Хотя это не было обсуждено в Разделе 6 (потому что доказательство не ясно), невесомость фотонов в стандартной системе отсчёта может также облегчить объяснение большого количества энергии, выпущенной во взрывах Сверхновых.</p>
<p>The plasma red shift appears to eliminate five major deficiencies in Einstein's cosmological model for a static universe:</p>	<p>Плазменный красный сдвиг, кажется, устраняет пять главных недостатков в космологической модели Эйнштейна для статической Вселенной:</p>
<p style="text-align: right;">65</p>	<p style="text-align: right;">65</p>
<p>1. Plasma redshift can explain the cosmological redshift.</p>	<p>1. Плазменное красное смещение может объяснить космологическое красное смещение.</p>
<p>2. Plasma redshift can explain the cosmological microwave background.</p>	<p>2. ПКС может объяснить космологический микроволновый фон.</p>
<p>3. Plasma redshift resolves the Olbers' paradox. If starlight were not attenuated, as it traveled through intergalactic space, the sky would be bright as the stars in an infinite universe. The attenuation of the light intensity by the plasma redshift of light by intergalactic electrons resolves this problem.</p>	<p>3. ПКС решает парадокс Ольберса. Если бы свет звезд не был ослаблен при его распространении через межгалактическое пространство, то небо было бы таким же ярким как звезды в бесконечной Вселенной. Ослабление силы света плазменным красным смещением света из-за межгалактических электронов решает эту задачу.</p>

<p>4. Einstein's cosmological model has significant instability, which is caused by the tendency of matter to concentrate due to gravitational attraction. Plasma redshift, when compared with solar redshift, leads to reversal of photons gravitational red shifts and to the renewal of matter at the center of galaxies and quasars. The eternal renewal of matter removes this gravitational instability.</p>	<p>4. У космологической модели Эйнштейна есть существенная нестабильность, которая вызвана тенденцией материи концентрироваться из-за гравитационного притяжения. Плазменное красное смещение, при сравнении с солнечным красным смещением, приводит к инверсии гравитационных красных сдвигов фотонов и к восстановлению материи в центре галактик и квазаров. Вечная восстановление материи убирает эту гравитационную нестабильность.</p>
<p>5. In Einstein's static model of the universe, the stars will run out of energy and will have a finite lifetime. Plasma theory leads to reversal of photons gravitational redshifts. A reasonable extrapolation of that finding is that matter is eternally renewed at the centers of galaxies and quasars. As shown in section 6, the observations support this extrapolation.</p>	<p>5. В модели статической Вселенной Эйнштейна звезды исчерпают энергию и будут иметь конечный срок жизни. Плазменная теория приводит к инверсии фотонного гравитационного красного смещения. Разумная экстраполяция того результата состоит в том, что материя вечно восстанавливается в центрах галактик и квазаров. Как показано в Разделе 6, наблюдения подтверждают эту экстраполяцию.</p>
<p>Plasma redshift, which is based on basic axioms of physics, leads thus to fundamental changes in our cosmological perspective and to changes in gravitational theory.</p>	<p>ПКС, которое основано на основных аксиомах физики, приводит, таким образом, к коренным изменениям в нашей космологической перспективе и к изменениям гравитационной теории.</p>
<p>The problem of ever-increasing time and ever-increasing entropy is resolved when we realize that we are usually observing only one half of the material-photon cycle. We usually focus on the physical changes from particle creation of material through its changes (which define the time) towards annihilation, while often disregarding the other half of the time cycle, the creation of photons and their transformation to matter in an everlasting renewal process at the centers of the galaxies, and most likely at the centers of quasars.</p>	<p>Задача постоянно увеличивающегося времени и постоянно увеличивающейся энтропии решена, когда мы понимаем, что мы обычно наблюдаем только одну половину цикла материального фотона. Мы обычно сосредотачиваемся на физических изменениях: от создания частиц материала через их изменения (которые занимают время) к аннигиляции, часто игнорируя другую половину цикла времени: создание фотонов и их преобразование в материю при постоянном процессе восстановления в центрах галактик, и, наиболее вероятно, в центрах квазаров.</p>
<p>22. Unfortunately, a formula of color dispersion - dependence of a velocity of light from frequency of light in intergalactic plasma is missed in this article. Such formula would allow to obtain an estimate of an elongation of radiancy curve of SN Ia depending on its cosmological redshift.</p>	<p>22. К сожалению, в статье отсутствует оценка дисперсии - частотной зависимости скорости света в межгалактической плазме. Такая формула позволила бы получить оценку растяжения кривой светимости SN Ia в зависимости от её красного космологического смещения.</p>

<p>Acknowledgements I am indebted to my colleague Dr. Chia-P. Wang, Weston, MA for his comments when reviewing this paper.</p>	<p>Благодарности. Я благодарен своему коллеге доктору Чия-П. Wang, Weston, Массачусетс за его комментарии при рассмотрении этой статьи.</p>
<p>Appendix A</p>	<p>Приложение А</p>
<p>AI Electromagnetic Waves In Dielectrics</p>	<p>Электромагнитные волны в диэлектриках</p>
<p>We consider a homogeneous and isotropic medium with a dielectric constant, ϵ, and a permeability, μ. Initially, these material constants do not vary with the coordinates nor with time. When using Gaussian (cgs) system of units, we get from Maxwell's electrodynamic theory that</p>	<p>Мы рассматриваем однородную и изотропную среду с диэлектрической постоянной ϵ и магнитной проницаемостью μ. Первоначально, эти материальные константы не меняются ни в зависимости от координат, ни со временем. Используя Гауссову систему единиц (СГС), мы получаем из электродинамической теории Максвелла, что</p>
	$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (\text{A1})$ $\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot \epsilon \mathbf{E} = 0 \quad (\text{A2})$ $\nabla \times \mathbf{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{A3})$ $\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot \mu \mathbf{H} = 0 \quad (\text{A4})$
<p>where the dielectric constant, ϵ, and the permeability, μ, depend only on the frequency and where c is the velocity of light.</p>	<p>где диэлектрическая постоянная ϵ и магнитная проницаемость μ зависят только от частоты, и где c - скорость света.</p>
<p>Comment A1. We can obtain the corresponding equations in the mks (rationalized) system of units by replacing ϵ with $\epsilon(\epsilon_0 c)$, and μ with $\mu(\mu_0 c)$, where ϵ_0 and μ_0 are the dielectric constant and permeability in vacuum, and where $\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$.</p>	<p>Комментарий А1. Мы можем получить соответствующие уравнения в (рационализированной) системе единиц МКС, заменяя ϵ на $\epsilon(\epsilon_0 c)$, и μ на $\mu(\mu_0 c)$, где ϵ_0 и μ_0 - диэлектрическая постоянная и магнитная проницаемость в вакууме, и где $\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$.</p>
<p>We assume that the field varies sinusoidally as the real part of $e^{i\omega t}$. For facilitating the calculations, we use complex notations for the different quantities; and in the usual manner, we use their modulus for comparison with experiments.</p>	<p>Мы предполагаем, что поле изменяется синусоидально как вещественная часть $e^{i\omega t}$. Для того, чтобы облегчить вычисления, мы используем комплексные обозначения для различных величин; и в обычной манере, мы используем их модули для сравнения с экспериментами.</p>
66	66
<p>We write the general solutions to these equations on the form:</p>	<p>Мы записываем общие решения этих уравнений в форме:</p>
	$E_y = \frac{A(\omega)}{\epsilon \sqrt{\mu}} e^{[i\omega(t-x\sqrt{\epsilon\mu}/c)]} \quad (\text{A5})$ $E_x = E_z = 0 \quad (\text{A6})$ $H_z = \frac{A(\omega)}{\mu \sqrt{\epsilon}} e^{[i\omega(t-x\sqrt{\epsilon\mu}/c)]} \quad (\text{A7})$ $H_x = H_y = 0 \quad (\text{A8})$

<p>Comment A2. It is possible (as is often done) to set $B(\omega) = A(\omega)/\sqrt{\varepsilon\mu}$. The coefficients in front of the exponential factors in the equations above would then be $B(\omega)/\sqrt{\varepsilon}$ and $B(\omega)/\sqrt{\mu}$, respectively. Use of these coefficients leads to the conventionally used solutions and usually to a misleading assumption about the variations of the fields with ε and μ. The forms of the coefficients $A(\omega)/(\varepsilon\sqrt{\mu})$ and $A(\omega)/(\mu\sqrt{\varepsilon})$ in front of the exponential factors in Eqs. (A5) and (A7) are mathematically correct and physically simpler to interpret, because $A(\omega)$ is independent of ε and μ. For example, for $\mu=1$, we have that $\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho$, where $\varepsilon\mathbf{E} = \mathbf{D}$. Therefore, when we put a dielectric material around a charge, the vector \mathbf{D} is unchanged; that is, the quantity $A(\omega)$ is a constant when ε changes.</p>	<p>Комментарий A2. Возможно (и так часто делается) установить $B(\omega) = A(\omega)/\sqrt{\varepsilon\mu}$. Коэффициенты перед экспонентой в уравнениях выше тогда были бы $B(\omega)/\sqrt{\varepsilon}$ и $B(\omega)/\sqrt{\mu}$, соответственно. Введение этих коэффициентов приводит к традиционно используемым решениям, и обычно к вводящему в заблуждение предположению о изменении полей с ε и μ. Формы коэффициентов $A(\omega)/(\varepsilon\sqrt{\mu})$ и $A(\omega)/(\mu\sqrt{\varepsilon})$ перед экспонентами в уравнениях (A5) и (A7) математически правильны и физически более просты для интерпретации, потому что $A(\omega)$ независим от ε и μ. Например, для $\mu=1$ мы имеем $\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho$, где $\varepsilon\mathbf{E} = \mathbf{D}$. Поэтому, когда мы помещаем диэлектрик вокруг заряда, то вектор \mathbf{D} неизменен; то есть, величина $A(\omega)$ является константой, когда ε изменяется.</p>
<p>A2 Fourier Spectrum of Photons In Dielectrics</p>	<p>A2 Спектр Фурье для фотонов в диэлектриках</p>
<p>We think of an atom free of external forces emitting a photon as it decays exponentially from an excited state with a lifetime of $\tau = 1/\gamma$. The energy difference between the two states corresponds to a cyclic frequency $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. Using a gaussian (cgs) system of units, we have in a homogeneous electron plasma with the permeability $\mu=1$, and the dielectric constant ε, that electrical field E_y and the magnetic field H_z of a photon moving in the x-direction can be Fourier analyzed and we get at the point $(t,x) = (t,0)$ that</p>	<p>Мы думаем об испускающем фотон атоме, свободном от внешних сил, что его возбужденное состояние затухает по экспоненте за время $\tau = 1/\gamma$. Энергетическая разность между двумя состояниями соответствует циклической частоте $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. Используя Гауссову систему единиц, мы имеем в однородной электронной плазме с проницаемостью $\mu=1$ и диэлектрической постоянной ε, что электрическое поле E_y и магнитное поле H_z фотона, перемещающегося вдоль оси x, могут быть разложенными по Фурье, и мы достигаем точку $(t,x) = (t,0)$, что</p>
	$E_y(t, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E_y(1,0)e^{i\omega t} d\omega}{2\pi\varepsilon(\gamma/2+i(\omega-\omega_0))}, \quad (\text{A9})$
<p>and for the magnetic field, we have analogously that</p>	<p>и для магнитного поля имеем аналогично, что</p>
	$H_z(t, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E_y(1,0)e^{i\omega t} d\omega}{2\pi\sqrt{\varepsilon}(\gamma/2+i(\omega-\omega_0))}, \quad (\text{A10})$
<p>A3 Equation of Motion for Electrons</p>	<p>A3 Уравнение движения для электронов</p>
<p>In the following we will consider a simple case of an isotropic and uniform plasma without any constant magnetic field and with permeability $\mu=1$. (The effect of</p>	<p>Далее мы рассмотрим простой случай изотропной и равномерной плазмы без любого постоянного магнитного поля и с проницаемостью $\mu=1$. (Явление магнитных</p>

magnetic fields is considered in section 4 of the main paper.)	полей рассматривается в Разделе 4 из главной статьи.)
The classical dynamical equation of motion in Gaussian (cgs) units is at the position of $x = 0$ usually approximated by (see Eq. (21-16) of Panofsky and Phillips [119] and Eq. (15.1) of Becker [120])	Уравнение движения в классической динамике в системе единиц СГС в точке $x = 0$ обычно аппроксимируется (см. уравнение (21-16) из Panofsky и Phillips [119] и уравнение (15.1) из Becker [120]),
	$m\ddot{r} - m\beta_0\ddot{r} + m\omega_q^2 r = eEe^{i\omega t}, \quad (A11)$
where the radiation damping constant is $\beta_0 = 2e^2/(3mc^3) = 6.266 \cdot 10^{-24}$ and $\ddot{r} = -\omega^2 \dot{r}$, and where \dot{r} , \ddot{r} , and $\ddot{\ddot{r}}$ are the first, second, and third time derivative of the complex radius r in the oscillation of the electron with charge e and mass m in the electrical Fourier field harmonic with electrical field modulus E and the frequency ω .	где лучевой декремент затухания $\beta_0 = 2e^2/(3mc^3) = 6.266 \cdot 10^{-24}$ и $\ddot{r} = -\omega^2 \dot{r}$, и где \dot{r} , \ddot{r} и $\ddot{\ddot{r}}$ - первая, вторая, и третья производные комплексного радиуса r на осцилляции электрона с зарядом e и массой m в гармонике электрического поля Фурье с модулем E электрического поля и частотой ω .
67	67
Our focus is the dynamical equation in plasma. Instead of this conventional equation Eq. (A11), the equation of motion for a plasma electron acted upon by the electrical field's Fourier component, $(A/\epsilon)\exp(i\omega t)$, may be approximated by	Наша цель - уравнение динамики в плазме. Вместо этого обычного уравнения (A11), уравнение движения для плазменного электрона, на который действует компонент ряда Фурье электрического поля $(A/\epsilon)\exp(i\omega t)$, может быть аппроксимировано уравнением
	$m\ddot{r} + m\alpha\dot{r} - m\beta_p\ddot{r} + m\omega_q^2 r = (eE/\epsilon)e^{i\omega t}, \quad (A12)$
where the first term on the left side Eqs. (A11) and (A12) is the acceleration of the electron with charge e and mass m in the field $E\exp(i\omega t) = (A/\epsilon)\exp(i\omega t)$, on the right side. The second term on the left in Eq. (A12) accounts for the collision damping and $\alpha = 2/\tau$, where τ is the time between collisions. This collision damping is very large in a hot plasma, but it is often omitted in the conventional Eq. (A11). The third term on the left in Eq. (A12) accounts for the emitted radiation by the electron when it is accelerated in the external field on the right side. We call it the radiation damping term. We note it by $m\beta_p\ddot{r}$ rather than $m\beta_0\ddot{r}$ to make it clear that β_p could deviate from $\beta_0 = 2e^2/(3mc^3)$. If a field with only the frequency ω_0 acts on the electron, we have that $m\beta_p\ddot{r} = m\beta_0\omega_0^2\dot{r}$. But if several frequencies of the field act on the electron simultaneously, then $m\beta_p\ddot{r}$ can deviate from $m\beta_0\omega_0^2\dot{r}$. This is especially	где первый член слева уравнений (A11) и (A12) – это ускорение электрона с зарядом e и массой m в поле $E\exp(i\omega t) = (A/\epsilon)\exp(i\omega t)$, справа. Второй член слева в уравнении (A12) представляет ударное затухание и $\alpha = 2/\tau$, где τ - время между столкновениями. Это ударное затухание является очень большим в горячей плазме, но оно часто опускается в обычном уравнении (A11). Третий член слева в уравнении (A12) представляет испускаемое излучение электроном, когда он ускоряется во внешнем поле, описанном справа. Мы называем это членом затухания излучения. Мы записываем это $m\beta_p\ddot{r}$, а не $m\beta_0\ddot{r}$, чтобы пояснить, что β_p могло отклониться от $\beta_0 = 2e^2/(3mc^3)$. Если поле с только частотой ω_0 действует на электрон, то у нас будет $m\beta_p\ddot{r} = m\beta_0\omega_0^2\dot{r}$. Но если несколько частот поля действуют на электрон одновременно, то $m\beta_p\ddot{r}$ может отклониться от $m\beta_0\omega_0^2\dot{r}$. Это особенно важно в горячих плазмах. В будущем мы будем часто комбинировать второй и третий член и

<p>important in hot plasmas. In the following, we will often combine the second and the third term and use the notation $\beta\omega^2$ for $(\alpha+\beta_p\omega^2)$. Later on we show that we can add the collision term to $m\beta_p\ddot{r}$, and replace it by $m\beta\ddot{r} = m\beta\omega^2\dot{r}$. The collision field can be replaced with a the Fourier harmonics of the fast moving electrons in the hot plasma. These Fourier fields will cause the plasma electrons to oscillate and lose the radiation energy in a similar way as the incident photon field on the right side of Eqs. (A11) and (A12). The fourth term, $m\omega_q^2 r$, accounts for any "elastic" force that binds the electron to a certain equilibrium position. This is an eigenstate and because it is assumed to be stable, it will not result in additional radiation damping unless acted on. This binding of the electron is characterized by its "eigenfrequency", ω_q.</p>	<p>использовать обозначение $\beta\omega^2$ для $(\alpha+\beta_p\omega^2)$. Позже мы показываем, что мы можем прибавить ударный член к $m\beta_p\ddot{r}$, и заменить его на $m\beta\ddot{r} = m\beta\omega^2\dot{r}$. Ударное поле может быть заменено гармониками Фурье быстро движущихся электронов в горячей плазме. Эти поля Фурье заставят плазменные электроны осциллировать и терять энергию излучения, подобно полю падающего фотона в правой стороне уравнений (A11) и (A12). Четвертый член $m\omega_q^2 r$, представляет любую "упругую" силу, которая связывает электрон с определенным положением равновесия. Это - собственное состояние, и из-за того, что оно, как предполагается, устойчиво, оно не будет создавать дополнительное затухающее излучение, если на него не действовать. Это закрепление электрона характеризуется его "собственной частотой" ω_q.</p>
<p>The validity of Eqs. (A11) and (A12), specifically the radiation damping term, the third term of (A12), has often been questioned in the literature. The problems raised can be traced to the fact that we do not have a reliable model of the electron structure [119 - 125].</p>	<p>Справедливость уравнений (A11) и (A12), особенно член затухания излучения - третий член (A12), часто подвергалась сомнению в литературе. Поднятые проблемы можно проследить до того факта, что у нас нет достоверной модели структуры электрона [119 - 125].</p>
<p>As shown by Dirac [124] already in 1938, it is reasonable to assume that this form of the equation is valid, as it leads to correct quantum mechanical results. We can expect deviations as shown by Hartemann and Kerman [125], when the radiation intensity becomes extremely high or when the wavelength approaches the classical electron radius. These limits are well beyond the application of intensities and photon energies in focus of the present article.</p>	<p>Как показано Дираком [124] ещё в 1938 году, разумно предположить, что эта форма уравнения справедлива, поскольку она приводит к корректным квантово-механическим результатам. Мы можем ожидать отклонения, как показано Хартманном (Hartemann) и Керманом (Kerman) [125], когда интенсивность потока излучения становится чрезвычайно высокой или когда длина волны близка к классическому электронному радиусу. Эти пределы находятся вне применения интенсивности и энергии фотона в целях настоящей статьи.</p>
<p>In general, the force, $F(\omega, \varepsilon)$, acting on an electronic oscillator differs from the average field, which is $(A/\varepsilon)\exp(i\omega t)$. We have more generally that</p>	<p>Вообще, сила $F(\omega, \varepsilon)$, действующая на электронный осциллятор, отличается от среднего поля, которое равно $(A/\varepsilon)\exp(i\omega t)$. В более общем случае, имеем</p>
	$F(\omega, \varepsilon) = \left(\frac{A}{\varepsilon}\right) e^{i\omega t} + k4\pi P(\omega) , \quad (A13)$
<p>where $P(\omega) = N_e e r(\omega)$ is the polarization</p>	<p>где $P(\omega) = N_e e r(\omega)$ является поляризацией, N_e -</p>

<p>when N_e is the electron density and $r(\omega)$ the solution of Eq. (A11). In an amorphous isotropic matter, we can usually set the shielding factor $k = 1/3$. More generally this shielding factor, k, is a complex tensor. In a fully ionized plasma without magnetic fields, we have that $\omega_q = 0$, and $k = 0$. The effects of magnetic fields complicate the calculations. Their effects are treated in section 4 of the main paper.</p>	<p>концентрация электронов, $r(\omega)$ - решение уравнения (A11). В аморфной изотропной материи мы можем обычно устанавливать коэффициент экранировки $k = 1/3$. Более общем виде этот коэффициент экранировки k является комплексным тензором. В полностью ионизированной плазме без магнитных полей мы имеем, что $\omega_q = 0$, и $k = 0$. Эффекты магнитных полей усложняют вычисления. Их эффекты рассматриваются в Разделе 4 главной статьи.</p>
<p>When the electron is bound, we can set the collision damping factor $\alpha = 2/\tau$, where τ is the time between collisions. The collisions with electrons and ions together with the collisions with neutral atoms are important for determining the width of the emissions and absorption lines. In fully ionized plasmas, where $\omega_q = 0$, the collision fields of the free electrons and ions can be Fourier analyzed and can be considered a part of the external fields affecting the third term in Eq. (A12). We can then set $\alpha = 0$, and replace the classical damping term, $(\alpha + \beta_p \omega^2)$, by the quantum mechanical damping term, $\beta \omega^2$, which in hot plasmas is much greater than the classical radiation damping, $\beta_p \omega^2$, as shown in section 3.</p>	<p>Когда электрон связан, мы можем установить ударный декремент затухания $\alpha = 2/\tau$, где τ - время между столкновениями. Столкновения с электронами и ионами плюс столкновения с нейтральными атомами важны для определения ширины эмиссионных линий спектра и линий поглощения. В полностью ионизированной плазме, где $\omega_q = 0$, ударные поля ионов и свободных электронов можно разложить по Фурье и могут считаться частью внешних полей, воздействующих на третий член в уравнении (A12). Мы можем тогда положить $\alpha = 0$, и заменить классический член декремента затухания $(\alpha + \beta_p \omega^2)$ членом квантово-механического декремента затухания $\beta \omega^2$, который в горячих плазмах намного больше чем классический декремент затухания излучения $\beta_p \omega^2$, как показано в Разделе 3.</p>
<p>In Eq. (A11), we have neglected the magnetic field force</p>	<p>В уравнении (A11) мы пренебрегли силой магнитного поля</p>
$\frac{\dot{r}}{c} e \frac{A}{\sqrt{\epsilon}} e^{i\omega t}, \quad (\text{A14})$	$\frac{\dot{r}}{c} e \frac{A}{\sqrt{\epsilon}} e^{i\omega t}, \quad (\text{A14})$
<p style="text-align: right;">68</p>	<p style="text-align: right;">68</p>
<p>because it is very small for low-energy photons of light, and because in the first approximation it does not perform any work. Its main component is at right angle to the velocity, \dot{r}, along the incident electrical photon field, and at right angle to the magnetic photon field H_z. Its main component is thus opposite to the photon's pressure on the electron. This force is thus responsible for the loss and change of momentum of the photon, as it is deflected and its energy attenuated.</p>	<p>потому что оно является очень малым для низкоэнергетических фотонов света, и потому что в аппроксимации первого порядка оно не производит какой-либо работы. Его главный компонент направлен под прямым углом к скорости \dot{r} вдоль электрического поля падающего фотона, и под прямым углом к магнитному полю H_z фотона. Таким образом, его главный компонент противоположен давлению фотона на электрон. Эта сила, таким образом, ответственна за потерю и изменение импульса фотона, поскольку она отражается, и её энергия ослаблена.</p>
<p>It is important to include ϵ in the</p>	<p>Важно включать ϵ в знаменатель в правой</p>

denominator on the right side of Eq. (A12). In the customary treatment, which uses Eq. (A11), the Fourier harmonics are usually obtained assuming that $\varepsilon = 1$ (see Eq. (21-16) in Panofsky and Phillips [119] or Eq. (15.1) in Becker [120]). Eq. (A11), without the ε in the denominator on the right side, leads to a Compton scattering cross section being equal to $\sigma_0 = 8\pi r_0^2/3$, where σ_0 is the electron radius (see Eqs. (21-3) to (21-27) in Panofsky and Phillips [119]) instead of $\sigma_0 = 8\pi r_0^2/[3 + \beta_0^2 \omega_0^2]$. We show later that in this case we usually can set, $\beta_p = \beta_0$. The classical term, $(\beta_0 \omega_0)^2$ is usually small and insignificant. It is of interest to note that the quantum mechanical treatment by Heitler [1] leads to the correct form $\sigma_0 = 8\pi r_0^2/[3 + \beta_0^2 \omega_0^2]$. It follows from the finite damping width of the photon. This form corresponds to the last term within the brackets in Eq. (A34) in the following. When the dielectric constant and the collision damping are very large, Eq. (A12) results in three additional terms within the brackets of Eq. (A34).

Comment A3. *The right side of Eq. (A12) differs from Eq. (A11) by the dielectric constant ε in the denominator on the right side, where $A = D$ and D is the displacement field, and A/ε is the modulus of the Fourier harmonics of the photon field. When we solve Maxwell's equation, we should select $A/(\varepsilon\sqrt{\mu})$ as the solution and not the form E , and we should select $A/(\mu\sqrt{\varepsilon})$ and not the form H . This is for the purpose of indicating how the photon's Fourier field varies with the dielectric constant and the permeability. In a plasma, we initially set μ equal to 1. The D-field (for example, the displacement field from an electron) is for $\mu = 1$ independent of the dielectric constant so that the E -field varies like $D/\varepsilon = A/\varepsilon = E$. This form, A/ε , shows clearly how E varies with the dielectric constant. Unfortunately, these solutions to Maxwell equation are usually not among*

стороне уравнения (A12). В общепринятой трактовке, которая использует уравнение (A11), гармоника Фурье обычно получается в предположении, что $\varepsilon = 1$ (см. уравнение (21-16) в статье Пановского (Panofsky) и Филипса (Phillips) [119] или уравнение (15.1) у Бекера (Becker) [120]). Уравнение (A11), без ε в знаменателе в правой стороне, приводят к поперечному сечению Комптоновского рассеяния, равному $\sigma_0 = 8\pi r_0^2/3$, где σ_0 - радиус электрона (см. уравнения (21-3) - (21-27) у Пановского и Филипса [119]) вместо $\sigma_0 = 8\pi r_0^2/[3 + \beta_0^2 \omega_0^2]$. Мы показываем ниже, что в этом случае мы обычно можем устанавливать, $\beta_p = \beta_0$. Классический член $(\beta_0 \omega_0)^2$ обычно является небольшим и незначимым. Интересно отметить, что квантово-механическая трактовка обращение Гейтлера [1] приводит к правильной форме $\sigma_0 = 8\pi r_0^2/[3 + \beta_0^2 \omega_0^2]$. Это следует из конечной ширины затухания фотона. Эта форма соответствует последнему члену в скобках далее в уравнении (A34). Когда диэлектрическая постоянная и ударный декремент затухания являются очень большими, уравнение (A12) сводится к трём дополнительным членам в скобках уравнения (A34).

Комментарий А3. *Правая сторона уравнения (A12) отличается от уравнения (A11) диэлектрической постоянной ε в знаменателе в правой стороне, где $A = D$, D - поле смещения, и A/ε - модуль гармоники Фурье поля фотона. Когда мы решаем уравнение Максвелла, мы должны выбрать в качестве решения $A/(\varepsilon\sqrt{\mu})$, а не форму E , и мы должны выбрать $A/(\mu\sqrt{\varepsilon})$, а не форму H . Это с целью указания, как поле Фурье фотона меняется в зависимости от диэлектрической постоянной и магнитной проницаемости. В плазме мы первоначально устанавливаем μ равным 1. D-поле (например, поле смещения для электрона) для $\mu = 1$ не зависит от диэлектрической постоянной, поэтому E -поля меняется, как $D/\varepsilon = A/\varepsilon = E$. Эта форма A/ε ясно показывает, как E меняется в зависимости от диэлектрической постоянной. К сожалению, эти решения уравнения Максвелла обычно не найти среди форм, выбранных в стандартной литературе. Этот факт часто*

<p>the forms selected in the standard literature. That fact has often lead to difficulties and misleading equations in the conventional literature, even in high quality references such as Panofsky and Phillips [119] and Becker [120]. This correction is crucial for deriving the plasma redshift. Without the factor $1/\varepsilon$ on the right side of Eq. (A12) there is no plasma redshift.</p>	<p>приводят к трудностям и непониманию уравнений в обычной литературе, даже в высококачественных ссылках, таких как Пановский и Филипс [119] и Бекер [120]. Это исправление крайне важно для получения плазменного красного смещения. Без коэффициента $1/\varepsilon$ в правой стороне уравнения (A12) не будет никакого плазменного красного смещения.</p>
<p>The principal solution to Eq. (A12) is</p>	<p>Главное решение уравнения (A12) - это</p>
	$r = \frac{e}{m} \frac{A/\varepsilon}{\{\omega_q^2 - \omega^2 + i(\alpha + \beta_p \omega^2)\omega\}} e^{i\omega t}. \quad (A15)$
<p>To this solution, we may add the solutions of the homogeneous differential equation, that is, the solutions</p>	<p>К этому решению мы можем добавить решения однородного дифференциального уравнения, то есть, решения</p>
	$\Delta r = (C_1/\alpha) + [C_2 e^{-k_1 t} + C_3 e^{k_1 t}] e^{t/(2\beta_p)}. \quad (A16)$
<p>where</p>	<p>где</p>
	$k_1 = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta_p} + \frac{1}{4\beta_p^2}}. \quad (A17)$
<p>However, we can disregard these last mentioned solutions, which have been discussed by Dirac [124]. Eq. (A15) may be compared with Eq. (21-19) of Panofsky and Phillips [119], but take note of the subtle differences.</p>	<p>Однако, мы можем игнорировать эти последние из упомянутых решений, которые были обсуждены Дираком [124]. Уравнение (A15) может быть сравнимо с уравнением (21-19) из Пановский и Филипс [119], но следует принять во внимание тонкие различия.</p>
<p>Comment A4. In their Eq. (21-19) of [119], which corresponds to Eq. (A15) above, Panofsky and Phillips do not have any collision term and not the factor $1/\varepsilon$. The same applies to Eq. (15.2a) by Becker [120]. But in his Eqs. (15.6) to (15.10) of [120], Becker considers the collision damping but disregards $1/\varepsilon$ in the numerator. When the conventional approximations of references [119] and [120] are applied to a hot sparse plasma, the approximations they used prevent us from discovering the plasma redshift. We emphasize that Eq. (A12) and (A15) are the correct forms as they are more exact than the conventional equations in the literature. These correct forms are essential for deduction of the plasma redshift.</p>	<p>Комментарий А4. В их уравнении (21-19) из [119], которое соответствует уравнению (A15) выше, у Пановского и Филипса нет никакого ударного члена и нет коэффициента $1/\varepsilon$. То же самое относится к уравнению (15.2a) Бекера [120]. Но в его уравнениях (15.6) к (15.10) из [120], Бекер рассматривает ударное затухание, но игнорирует $1/\varepsilon$ в числителе. Когда обычные аппроксимации ссылок [119] и [120] применяются к редкой горячей плазме, аппроксимации, которые они использовали, препятствуют тому, чтобы мы обнаружили плазменное красное смещение. Мы подчеркиваем, что уравнение (A12) и (A15) является правильными формами, поскольку они более точны, чем обычные уравнения в литературе. Эти правильные формы являются существенными для вывода плазменного красного смещения.</p>
<p>69</p>	<p>69</p>

The polarization is given by	Поляризация даётся, как
	$P(\omega) = N_e e r(\omega), \quad (\text{A18})$
where N_e is the number of plasma electrons per cm^3 , e the electronic charge, and where r , the displacement of each of the electrons, is given by Eq. (A15). The dielectric constant is defined as	где N_e - число электронов в 1 см^3 плазмы, e - заряд электрона, и где r - смещение каждого из электронов, заданное уравнением (A15). Диэлектрическая постоянная определена как
	$\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi \frac{P(\omega)}{E e^{i\omega t}}, \quad (\text{A19})$
When in this expression for the dielectric constant, we insert Eqs. (A15) and (A18), we get	Когда в этом выражении для диэлектрической постоянной мы вставляем уравнения (A15) и (A18), мы получаем
	$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi N_e e^2 / m}{\{\omega_q^2 - \omega^2 + i(\alpha + \beta_p \omega^2)\omega\}} = 1 + \frac{\omega_p^2}{\{\omega_q^2 - \omega^2 + i(\alpha + \beta_p \omega^2)\omega\}}, \quad (\text{A20})$
where	где
	$\omega_p = 2\pi\nu_p = \sqrt{4\pi N_e e^2 / m} = 5.642 \cdot 10^4 \sqrt{N_e}, \quad (\text{A21})$
is the cyclic plasma frequency.	- круговая плазменная частота.
If we write the complex dielectric constant on the form $\varepsilon = (n - ik)^2$, we get from Eq. (A20) that	Если мы записываем комплексную диэлектрическую постоянную в виде $\varepsilon = (n - ik)^2$, мы получаем из уравнения (A20), что
	$\frac{2nk\omega}{\varepsilon \bar{\varepsilon}} = \frac{(\alpha + \beta_p \omega^2)\omega^2 \omega_p^2}{(\omega_q^2 + \omega_p^2 - \omega^2)^2 + (\alpha + \beta_p \omega^2)^2 \omega^2} = \frac{\omega_p^2 \beta \omega^4}{(\omega_q^2 + \omega_p^2 - \omega^2)^2 + \beta^2 \omega^6}, \quad (\text{A22})$
where in the last form, we have replaced the damping constant $(\alpha + \beta_p \omega^2)$ by $\beta \omega^2$. We have deduced this form for later use in calculating the attenuation of the photons in a plasma. The value of β can be very large in a hot plasma. We show later that β is on the order of $(3kT/\hbar\omega_p) \beta_0$.	где в последней форме, мы заменили декремент затухания $(\alpha + \beta_p \omega^2)$ на $\beta \omega^2$. Мы вывели эту форму для дальнейшего использования в вычислении ослабления фотонов в плазме. Значение β может быть очень большим в горячей плазме. Мы покажем позже, что β будет порядка $(3kT/\hbar\omega_p) \beta_0$.
Comment A5. The form of the dielectric constant in Eq. (A20) above is similar to the form of the dielectric constant given by Becker [120] (see Eqs. (25.5) and (25.9) of that source), except that Becker uses the form $\gamma = 2e^2\omega^2/(3mc^3)$ instead of $[\alpha + \beta_p \omega^2] \approx [\alpha + 2e^2\omega^2/(3mc^3)]$ in the denominator of Eq. (A20). (We draw attention to that Eq. (25.6) of Becker [120] applies to ponderable matter and does not apply to plasmas.) Becker then proceeds to integrate over the Fourier harmonics as if γ was small and a constant $\gamma = 2e^2\omega_q^2/(3mc^3)$, (see his Eq. (26.8) of Becker [120]). That is he disregards the solutions that could lead	Комментарий A5. Форма диэлектрической постоянной в уравнении (A20) выше подобна форме диэлектрической постоянной, данной Бекером [120] (см. уравнения (25.5) и (25.9) из этого источника), за исключением того, что Бекер использует форму $\gamma = 2e^2\omega^2/(3mc^3)$ вместо $[\alpha + \beta_p \omega^2] \approx [\alpha + 2e^2\omega^2/(3mc^3)]$ в знаменателе уравнения (A20). (Мы привлекаем внимание к тому, что уравнение (25.6) Бекера [120], относится к весомой материи и не относится к плазме.) Бекер тогда продолжает интегрировать по гармоникам Фурье, как если бы γ была небольшой и константа $\gamma = 2e^2\omega_q^2/(3mc^3)$, (см. его уравнение (26.8) из Бекера [120]). То есть, он игнорирует решения, которые могли привести к плазменному красному

<p>to the plasma redshift and the scattering on the plasma frequency. Panofsky and Phillips do the same in reference [119] (see Eq. (21-26) of that source). We, on the other hand, will integrate over the Fourier harmonics as if the damping factor, the imaginary part, of the denominator of Eq. (A20) could be large and that the damping constant varies with the frequency ω as $\beta\omega^2=(\alpha + \beta_0\omega^2)$, because only by using the exact form for the damping of the electrons and the exact integration can we obtain the cross section for the plasma redshift. In the conventional literature on plasmas it is even customary to disregard altogether the imaginary part in Eq. (A20) by assuming that $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$. Clearly, <i>such approximations can never lead to plasma redshift</i>. We emphasize that the forms of Eqs. (A20) and (A22) above are more accurate than those used in the conventional approximations</p>	<p>смещению и рассеянию на плазменной частоте. Пановский и Филипс делают то же самое в ссылке [119] (см. уравнение (21-26) из этого источника). Мы, с другой стороны, будем интегрировать по гармоникам Фурье, как будто декремент затухания (мнимая часть) знаменателя уравнения (A20) мог быть большими и что декремент затухания меняется в зависимости от частоты ω как $\beta\omega^2=(\alpha + \beta_0\omega^2)$, потому что только при использовании точной формы для декремента затухания электронов, и точного интегрирования мы сможем получать поперечное сечение для плазменного красного смещения. В обычной литературе по плазме даже общепринято игнорировать в мнимую часть целиком в уравнении (A20), предполагая что $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$. Ясно, что <i>такие аппроксимации никогда не смогут привести к плазменному красному смещению</i>. Мы подчеркиваем, что формы уравнений (A20) и (A22) выше более точны, чем используемые в обычных аппроксимациях</p>
<p>A4 Time Average of the Poynting Vector</p>	<p>A4 Среднее время вектора Пойнтинга</p>
<p>The Poynting vector is $\mathbf{S} = \frac{c(\mathbf{E}\times\mathbf{H})}{4\pi} = c \frac{(E_y)_{\Re}(H_z)_{\Re}}{4\pi}$, where the last expression is in the direction of the x-axis, and where the subscript \sim means the real value of the indexed quantity. For obtaining the time average \check{S} of the Poynting vector at $x = 0$ and at $t = 0$, we insert the Fourier transforms for E_y and H_z for the photon pulse with a decay time $\tau=1/\gamma$ and integrate. We get</p>	<p>Вектор Пойнтинга есть $\mathbf{S} = \frac{c(\mathbf{E}\times\mathbf{H})}{4\pi} = c \frac{(E_y)_{\Re}(H_z)_{\Re}}{4\pi}$, где последнее выражение имеет направление оси X, и где нижний индекс \sim означает действительное значение индексируемой величины. Для получение среднего времени \check{S} вектора Пойнтинга при $x=0$ и при $t = 0$, мы вставим Фурье-преобразование для E_y и H_z импульса фотона с временем распада $\tau=1/\gamma$ и проинтегрируем. Мы получаем</p>
$\check{S} = \frac{c\gamma}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(\omega,0)}{\varepsilon} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(\omega',0)}{\sqrt{\varepsilon}} d\omega' . (A23)$	$\check{S} = \frac{c\gamma}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(\omega,0)}{\varepsilon} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(\omega',0)}{\sqrt{\varepsilon}} d\omega' . (A23)$
<p>70</p>	<p>70</p>
<p>The last integral is the Dirac delta-function, $2\pi\delta(\omega+\omega')$. We can then set $\omega'=-\omega$, and the corresponding function of $-\omega$ equal to the complex conjugate function of ω. We add the complex conjugate of the average Poynting vector and divide by 2, and get (It is easily verified that the Poynting vector is also equal to the product</p>	<p>Последний интеграл - дельта-функция Дирака, $2\pi\delta(\omega+\omega')$. Мы можем тогда положить $\omega'=-\omega$, и соответствующую функцию $-\omega$, равной комплексно сопряженной функции ω. Мы прибавляем к среднему вектору Пойнтинга его комплексно сопряженную величину, разделим на 2, и, (легко проверив, что вектор Пойнтинга также равен произведению плотности энергии и</p>

of energy density and the light velocity in the medium.)	световой скорости в среде.), получаем:
	$\check{S} = \frac{c\gamma}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{\bar{\epsilon}\epsilon}} + \frac{1}{\sqrt{\epsilon\bar{\epsilon}}} \right] A(\omega, 0)A(\omega, 0)d\omega . (A24)$
The bar over the quantity means the complex conjugate. We have also that	Черта над величиной означает комплексное сопряжение. Мы имеем также, что
	$\frac{1}{\sqrt{\bar{\epsilon}\epsilon}} + \frac{1}{\sqrt{\epsilon\bar{\epsilon}}} = \frac{2n}{\epsilon\bar{\epsilon}} , (A25)$
and when we for the Fourier transforms insert expressions from Eqs. (A9) and (A10), we get	и когда мы для Фурье-преобразований спектрометров вставим выражения уравнений (A9) и (A10), мы получаем
	$\check{S} = \frac{c\gamma}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2n}{\epsilon\bar{\epsilon}} \frac{E_y^2(x=0,t=0,\epsilon=1)}{4\pi^2((\gamma^2/4+(\omega-\omega_0)^2)} d\omega . (A26)$
where E_y is the amplitude of the electrical field at $x = 0, t = 0$, and $\epsilon = 1$; and $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ is the center frequency of the photon in vacuum (It can be shown that the form of these equations in the mks (rationalized) system of units is identical to their form in cgs system.). If we in the above deduction include the variation with x , we get	где E_y - амплитуда электрического поля при $x = 0, t = 0$, and $\epsilon = 1$; и $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ является центральной частотой фотона в вакууме (Можно показать, что форма этих уравнений в (рационализированной) системе единиц МКС идентична их форме в системе СГС.). Если мы в вышеупомянутом выводе мы включим изменение x , то мы получим
	$\check{S} = \frac{c\gamma}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2n}{\epsilon\bar{\epsilon}} \frac{E_y^2(x=0,t=0,\epsilon=1)}{4\pi^2((\gamma^2/4+(\omega-\omega_0)^2)} e^{-2k\omega x/c} d\omega . (A27)$
We will normalize the Poynting vector \check{S} at $x = 0$ to the average energy flux of one photon, $\hbar\omega_0 = h\nu_0$, per second and per cm^2 in vacuum, where h is the Planck constant; that is, we set	Мы нормализуем Вектор Пойнтинга \check{S} при $x = 0$ к среднему потоку энергии одного фотона, $\hbar\omega_0 = h\nu_0$, в 1 секунду на 1 cm^2 в вакууме, где h - постоянная Планка; то есть, мы устанавливаем
	$\frac{\gamma c E_y^2(x=0,t=0,\epsilon=1)}{8\pi^2} = \frac{\hbar\omega_0\gamma}{2\pi} . (A28)$
We get then that in dielectric medium, the Poynting vector corresponding to a flux of one photon per second and per cm^2 at the distance x from the source is	Мы получаем тогда, что в диэлектрической среде вектор Пойнтинга, соответствующий потоку одного фотона в 1 секунду на 1 cm^2 на расстоянии x от источника,
	$\check{S} = \frac{\hbar\omega_0\gamma}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n}{\epsilon\bar{\epsilon}} \frac{e^{-2k\omega x/c}}{(\gamma^2/4+(\omega-\omega_0)^2)} d\omega . (A29)$
where ω_0 is the center frequency of the photon in vacuum.	где ω_0 - центральная частота фотона в вакууме.
A5 Photon's Energy Loss In a Plasma	A5 Потери энергии фотона в плазме
We will consider an electronic plasma, where the magnetic permeability is equal to one. When we differentiate with respect to x the average Poynting vector \check{S} as given by Eq. (A29), we get the decrease in photon energy flux per cm,	Мы рассмотрим электронную плазму, где магнитная проницаемость равна единице. Когда мы дифференцируем по x средний Вектор Пойнтинга \check{S} , заданный уравнением (A29), мы получаем уменьшение в энергетическом потоке фотона на 1 см:

	$\frac{d\dot{S}}{dx} = \frac{d\hbar\omega_0}{dx} = -\frac{\hbar\omega_0\gamma}{2\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2k\omega n}{\varepsilon\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-2k\omega x/c}}{(\gamma^2/4 + (\omega - \omega_0)^2)} d\omega . \quad (A30)$
When we then insert Eq. (A22) into Eq. (A30) and set $x = 0$, we get	Когда мы затем подставим уравнение (A22) в уравнение (A30) и положим $x = 0$, мы получим
71	71
	$\frac{d\hbar\omega_0}{dx} = -\hbar\omega_0 \frac{\gamma}{2\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\beta \omega^4 \omega_p^2}{[(\omega_q^2 + \omega_p^2 - \omega^2)^2 + \beta^2 \omega^6] \{\gamma^2/4 + (\omega - \omega_0)^2\}} d\omega . \quad (A31)$
which gives the photon's energy loss per cm at $x = 0$ due to the "frictional" forces resisting the forward movement of the photon.	что даёт потери энергии фотона на 1 см при $x=0$ из-за сил "трения", противостоящим перемещению фотона вперёд.
The expressions in the denominator have eight complex roots. The four roots in the upper plane are:	У выражений в знаменателе есть восемь комплексных корней. Из них четыре корня в верхней плоскости:
	$\omega = \left\{ \begin{array}{l} a = +\sqrt{\omega_{pq}^2 - \frac{(\alpha + \beta\omega_{pq}^2)^2}{4}} + i \frac{(\alpha + \beta\omega_{pq}^2)}{2} \\ b = -\sqrt{\omega_{pq}^2 - \frac{(\alpha + \beta\omega_{pq}^2)^2}{4}} + i \frac{(\alpha + \beta\omega_{pq}^2)}{2} \\ c = +i \left(\frac{1}{\beta} + \alpha + \beta\omega_{pq}^2 \right) \\ d = \omega_0 + i \frac{\gamma}{2} \end{array} \right\} . \quad (A32)$
For integrating Eq. (A31), we use complex integration. We select a path along the x -axis from $-\infty$ to $+\infty$ and then along a semicircle in the upper half-plane from $+\infty$ to $-\infty$. The integral along the semicircle is equal to zero. The integral along the x -axis is therefore equal to $2\pi i$ times the sum of the residues in the poles in the upper half-plane. Of the four poles in the upper half-plane, one pole, corresponding to the root d in Eq. (A32), is due to the roots of the expression inside the braces in the denominator of Eq. (A31), while the remaining three poles are due to the roots of the expression inside the brackets in the denominator. It is of interest to keep these contributions separate, because the different roots correspond to distinct interactions.	Для интегрирования уравнения (A31) мы используем интегрирование в комплексной плоскости. Мы выбираем путь вдоль оси X от $-\infty$ до $+\infty$ и затем – вдоль полукруга в верхней полуплоскости от $+\infty$ до $-\infty$. Интеграл вдоль полукруга равен нулю. Интеграл вдоль оси X поэтому равен произведению $2\pi i$ на сумму вычетов в полюсах в верхней полуплоскости. Из этих четырех полюсов в верхней полуплоскости один полюс, соответствующий корню d в уравнении (A32), является корнем выражения в фигурных скобках в знаменателе уравнения (A31), в то время как остальные три полюса являются корнями выражения в квадратных скобках в знаменателе. Лучше держать их вклады отдельно, потому что различные корни соответствуют проявлениям разных взаимодействий.
The root d would exist even when the dielectric constant is equal to one. This root corresponds to the conventional Compton scattering, which is due to interactions of the photon with individual	Корень d существовал бы, даже когда диэлектрическая постоянная равна единице. Этот корень соответствует обычному Комптоновскому рассеянию, которое появляется из-за взаимодействия фотона с

<p>electrons. This Compton scattering is due to high frequency Fourier components around the center frequency ω_0 of the photon for which the dielectric shielding is usually unimportant.</p>	<p>отдельными электронами. Это Комптоновское рассеяние является следствием наличия высокочастотных членов ряда Фурье вокруг центральной частоты ω_0 фотона, для которого диэлектрическая экранировка обычно незначительна.</p>
<p>The three remaining roots in the upper plane are of different character. They are due to the expression in the first pair of brackets, and to the dielectric constant not being equal to one. Conventional calculations usually disregard these roots. They correspond to collective interactions of the photon field with several plasma electrons. As the photon with its associated virtual photon field penetrates and disturbs the plasma, it leaves behind a wake of collective oscillations, which carry away the energy given up by the photon to the plasma. Two of the three roots, the roots a and b in Eq. (A32), correspond to Stokes scattering or Raman scattering or resonance scattering, where the frequency, $\omega_{pq}^2 = \omega_p^2 + \omega_q^2$, is the frequency that causes the Stokes scattering. As can be seen, the absorption frequency ω_{qp} differs slightly from the eigenfrequency ω_q. (In unionized matter the absorption frequency has a slightly different form.)</p>	<p>Три оставшихся корня в верхней полуплоскости имеют различный характер. Они появились из выражения в первой паре скобок, и из-за неравенства единице диэлектрической постоянной. Обычные вычисления обычно игнорируют эти корни. Они соответствуют коллективным взаимодействиям поля фотона с несколькими электронами плазмы. Поскольку фотон с его присоединенным виртуальным полем фотона проникает и возмущает плазму, он оставляет позади след коллективных вибраций, которые уносят энергию, переданную фотоном плазме. Два из этих трех корней, корни a и b в уравнении (A32), соответствуют рассеянию Стокса (Рамана) или резонансному рассеянию, где частота $\omega_{pq}^2 = \omega_p^2 + \omega_q^2$, является частотой, которая вызывает рассеяние Стокса. Как можно заметить, поглотительная частота ω_{qp} немного отличается от собственной частоты ω_q. (В неионизированной материи поглотительная частота имеет немного другую формулу.)</p>
<p>The imaginary root c in Eq. (A32) is of a different nature. This root, which is important only in a hot sparse plasma, has not been considered before. It corresponds to energy loss in what we will call "plasma redshift" of the photon as it penetrates a hot electron plasma. In a hot sparse plasma, the collision damping, α in Eq. (A31), is very important. When $\omega_q = 0$, we can equate the collision field with the Fourier harmonics of the fast moving electrons. As shown in section 3 of the main paper, the quantum mechanical damping term $\beta\omega^2$ in the plasma oscillations then replaces the classical damping term $(\alpha + \beta_0\omega^2)$, where $\beta_0\omega^2$ is the classical radiation damping.</p>	<p>Мнимый корень "с" в уравнении (A32) имеет другую природу. Этот корень, который важен только в горячей редкой плазме, прежде не рассматривали. Он соответствует потерям энергии в том, что мы назовем "плазменным красным смещением" фотона при его прохождении через горячую электронную плазму. В горячей редкой плазме ударное затухание α в уравнении (A31) очень важно. Когда $\omega_q = 0$, мы можем приравнять ударной поле с гармониками Фурье быстро движущихся электронов. Как показано в Разделе 3 из главной статьи, квантово-механический член затухания $\beta\omega^2$ в плазменных колебаниях тогда замещает классический член затухания $(\alpha + \beta_0\omega^2)$, где $\beta_0\omega^2$ - классическое лучевое затухание.</p>
<p>In this article, the focus is on the plasma redshift, because the Stokes scattering and</p>	<p>В этой статье целью является плазменное красное смещение, потому что рассеяние</p>

the Compton (Thomson) scattering are well known and have been estimated accurately by others, for example, by Reitler [1]. We can then in the following simplify the Stokes scattering term and set $\omega_q = 0$.	Стокса и рассеяние Комптона (Томсона) известно и было точно оценено другими, например, Райтлером [1]. Мы можем тогда в дальнейшем упростить член рассеяния Стокса и положить $\omega_q = 0$.
When evaluating the integral of Eq. (A31), we will assume that the following six conditions are fulfilled:	Оценивая интеграл уравнения (A31), мы предположим, что следующие шесть условий выполнены:
	1) $\omega_q = 0$, 2) $\alpha = 0$, 3) $\beta \gg \beta_0 = 6.266 \cdot 10^{-24}$, 4) $\beta \omega_p \ll 1$, 5) $\omega_0 \gg \omega_p$, 6) $\gamma \ll \omega_0$,
72	72
As we will see, these conditions are usually fulfilled for the plasmas of main interest in this article.	Как мы увидим, эти условия обычно выполняются для плазм, представляющих главный интерес в этой статье.
The four roots in the upper plane of the denominator are then:	Четыре корня знаменателя в верхней полуплоскости тогда будут:
	$\omega = \left\{ \begin{array}{l} a = +\omega_p + i \frac{\beta \omega_p^2}{2} \\ b = -\omega_p + i \frac{\beta \omega_p^2}{2} \\ c = i \left(\frac{1}{\beta} + \beta \omega_p^2 \right) \\ d = +\omega_0 + i \frac{\gamma}{2} \end{array} \right\} . \quad (A33)$
The roots "a" and "b" are very close to the real axis, while the root "c" is purely imaginary. In hot, sparse plasmas β is small, although it is very large compared with β_0 .	Корни "a" и "b" лежат очень близко к действительной оси, в то время как корень "c" является чисто мнимым. В горячей, редкой плазме β является небольшим, хотя он является очень большим по сравнению с β_0 .
The results of the integration on the right side of Eq. (A31) is then	Результаты интегрирования в правой стороне уравнения (A31) тогда будут
	$\frac{d\hbar\omega_0}{dx} = -2\pi i \frac{\hbar\omega_0\gamma}{2\pi c} [\text{Res}(a) + \text{Res}(b) + \text{Res}(c) + \text{Res}(d)] =$ $-\frac{\hbar\omega_0\gamma \omega_p^2}{c \omega_0^2} \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{4} + \frac{1}{2} \frac{(1-1/(\beta\omega_0)^2)}{(1+1/(\beta\omega_0)^2)^2} + \frac{\beta_0\omega_0^2}{\gamma(1+(\beta_0\omega_0)^2)} \right] . \quad (A34)$
We use the notation γ for the actual quantum mechanical width of the incident photon, while the classical photon width is given by	Мы используем обозначение γ для фактической квантово-механической ширины падающего фотона, в то время как классическая ширина фотона задаётся соотношением
	$\gamma_0 = \beta_0 \omega_0^2 = \left(\frac{2}{3} \frac{e^2}{mc^3} \right) \omega_0^2 = 6.266 \cdot 10^{-24} \omega_0^2$
Eq. (A34) can then be written on the form	Уравнение (A34) может тогда быть записано в виде
	$\frac{d\hbar\omega_0}{dx} = -\hbar\omega_0 6.266 \cdot 10^{-25} N_e \left[\frac{\gamma}{2\gamma_0} + \frac{\gamma}{2\gamma_0} \frac{(1-1/(\beta\omega_0)^2)}{(1+1/(\beta\omega_0)^2)^2} + \frac{1}{1+(\beta_0\omega_0)^2} \right] . \quad (A35)$
The first term inside the brackets corresponds to Stokes scattering (or	Первый член в скобках соответствует рассеянию Стокса (или Рамана). Это

<p>Raman scattering). It corresponds to the collective scattering on the plasma frequency. In the quantum mechanical treatment of highly excited plasma, some of the oscillator strengths are negative while others are positive. The incident photon can then absorb and emit a plasma frequency photon, and thereby increase or decrease its energy to $\hbar(\omega_0 + \omega_p)$ or $\hbar(\omega_0 - \omega_p)$. In thermodynamic equilibrium, the two processes will average out. There will be an equal number of positive and negative oscillator strengths. However, when one is observing very distant supernovae, the narrow beam geometry may scatter some of the photons enough to remove them from the observed intensity.</p>	<p>соответствует коллективному рассеянию на плазменной частоте. В квантово-механической трактовке сверхвозбуждённой плазмы часть сил осциллятора - отрицательны, а другие - положительны. Падающий фотон может тогда поглотить и испустить фотон плазменной частоты, и таким образом увеличить или уменьшить свою энергию до $\hbar(\omega_0 + \omega_p)$ или $\hbar(\omega_0 - \omega_p)$. В термодинамическом равновесии два процесса усредняются. Будет равное количество положительной и отрицательной мощности осциллятора. Однако, когда наблюдается очень отдалённые Сверхновые, узкая геометрия пучка может рассеять некоторые из фотонов достаточно, чтобы убрать их из наблюдаемой интенсивности.</p>
<p>The second term inside the brackets of Eq. (A35) corresponds to the plasma redshift. This interaction has not been discovered before. Usually, the collision damping α has been disregarded and the damping $\beta\omega^2$ equated with $\beta_0\omega^2$. This term was then insignificant as $\beta_0\omega_0^2 \ll 1$. However, in section 3 of the main paper, we show that in a hot sparse plasma the damping in the plasma oscillations is $\beta\omega^2$, which then replaces the classical damping term ($\alpha + \beta_0\omega^2$), where $\beta_0\omega^2$ is the classical radiation damping. We may then have that $\beta\omega_0 > 1$, provided the plasma is very hot and sparse. The required conditions for experimental determination have not been present in the laboratory experiments. There are thus good reasons why this interaction has neither been theoretically nor experimentally discovered previously. The energy loss in the plasma-redshift scattering is all absorbed in the plasma. It is about 50% of the total Thomson (Compton) scattering. For $\beta\omega_0 < 1$, the plasma-red shift term can be slightly negative, but the corresponding blue shift is usually insignificant. This miniscule blue shift occurs mostly in relatively cold and dense plasmas. However, in hot, sparse plasmas, the value of β can be very large and $\beta\omega_0 > 1$. The second term inside the brackets is then important for</p>	<p>Второй член в скобках уравнения (A35) соответствует плазменному красному смещению. Это взаимодействие не было обнаружено прежде. Обычно, ударное затухание α игнорировалось и затухание $\beta\omega^2$ приравнивалось $\beta_0\omega^2$. Этот член был тогда несущественным, поскольку $\beta_0\omega_0^2 \ll 1$. Однако, в Разделе 3 основной статьи мы показываем, что в горячей редкой плазме затухание в плазменных колебаниях равно $\beta\omega^2$, что потом замещает классический член затухания ($\alpha + \beta_0\omega^2$), где $\beta_0\omega^2$ - классическое затухание излучения. У нас может тогда быть, что $\beta\omega_0 > 1$, из-за очень горячей и редкой плазмы. Эти требуемые условия для экспериментального определения не присутствовали в лабораторных экспериментах. Есть, таким образом, серьезные основания, почему это взаимодействие не было ни теоретически, ни экспериментально обнаружено ранее. Потери энергии в рассеянии плазменного красного смещения все поглощены плазмой. Это - примерно 50 % полного рассеяния Томсона (Комптона). Для $\beta\omega_0 < 1$ член плазменного красного смещения может быть небольшой отрицательной величиной, но соответствующее синее смещение является обычно несущественным. Это малое синее смещение происходит главным образом в относительно холодных и плотных плазмах. Однако, в горячей, редкой плазме значение β может быть очень большим и $\beta\omega_0 > 1$. Второй член в скобках тогда важен для</p>

explaining many astrophysical phenomena.	объяснения многих астрофизических явлений.
73	73
In section 3 of the main paper, we use quantum-mechanical treatment to estimate β . We can then see how β varies with the temperature and the density of the plasma and the condition for $\beta\omega_0 > 1$. In section 4 of the main article, we show how the magnetic field affects β .	В Разделе 3 основной статьи мы используем квантовомеханическую трактовку, чтобы оценить β . Мы можем тогда видеть как β меняется в зависимости от температуры и плотности плазмы и условия для $\beta\omega_0 > 1$. В Разделе 4 основной статьи мы показываем, как магнитное поле воздействует на β .
Most of the plasma-red shifted photons are not scattered out of the path in the narrow beam geometry, because the individual energy losses are so small. The angular scattering of the photons is therefore so small in intergalactic space (smaller than the angular scattering on the plasma frequency) that it does not affect the observed intensity of the distant stars and supernovae.	Большая часть фотоны с плазменным красным смещением не рассеяны из траектории в узкой геометрии пучка, потому что индивидуальные потери энергии являются достаточно небольшими. Угловое рассеяние фотонов является поэтому, настолько небольшим в межгалактическом пространстве (меньше чем угловое рассеяние на плазменной частоте), что это не воздействует на наблюдаемую интенсивность отдалённых звезд и Сверхновых.,
The fourth term, the Compton scattering term, is calculated assuming that $\beta \approx \beta_0$ for incident photons with relatively high frequencies $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. That is, we assumed that in accordance with the conventional Compton (Thomson) scattering the photons interact with individual electrons, and not coherently with several electrons in the plasma. If the incident photon's frequency is very low, the plasma electrons may act collectively in the field of the incident photons (confer Rayleigh scattering on atoms). Compton scattering is then affected.	Четвертый член, член рассеяния Комптона, вычислен в предположении, что $\beta \approx \beta_0$ для падающих фотонов с высокими частотами $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. Таким образом, мы предполагали, что в соответствии с обычным рассеянием Комптона (Томсона), фотоны взаимодействуют с индивидуальными электронами, а не когерентно с несколькими электронами в плазме. Если частота падающего фотона очень низкая, то плазменные электроны могут действовать все вместе в области падающих фотонов (см. Рэлеевское рассеяние на атомах). Тогда действует рассеяние Комптона.
The recoil energy in the Compton scattering, which is absorbed in the plasma, is for $\hbar\omega_0 \ll mc^2$ only an insignificant fraction of the incident photon energy. However, the scattered photons are usually removed from the narrow beam observation of a star. The Compton scattering causes then dimming of the distant stars and galaxies, as shown in sections 5.8 and 5.9.	Энергия отдачи в Комптоновском рассеянии, которая поглощается плазмой, является для $\hbar\omega_0 \ll mc^2$ только незначительной частью энергии падающего фотона. Однако, рассеянные фотоны обычно уходят из узкого луча наблюдения за звездой. Комптоновское рассеяние вызывает тогда потускнение отдалённых звезд и галактик, как показано в Разделах 5.8 и 5.9.

References	Ссылки
[1] W. Reitler. <i>The Quantum Theory of Radiation</i> , 3rd ed. Oxford Clarendon Press, 1954	
[2] R. J. Gould. <i>ApJ</i> . 285 (1984) 275	
[3] N. Bohr, <i>Phil. Mag.</i> 25 (1913) 10, 26 (1913) 1, <i>ibid.</i> 30 (1915) 581.	
91	
[4] M. Abramowitz, I. A. Stegun, editors. <i>Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables</i> , National Bureau of Standards (now NIST), Applied Mathematics Series 55, June 1964, Fourth printing, December 1965, with corrections. U. S. Government Printing Office, Washington, D. C.	
[5] P. A. Sturrock, <i>Plasma Physics</i> , Cambridge University Press 1994. ISBN 0 521 44350 4 [6] J. E. Vernazza, E. H. Averett, and R. Loeser, <i>ApJ. Supplem. Series</i> 45 (1981) 635	
[7] U. Feldman, I. E. Dammasch, K. Wilhelm, <i>ApJ</i> . 558 (2001) 423	
[8] H. Friedman. <i>The Astronomers Universe</i> , (Balatines Books, New York, 1990)	
[9] J. V. Hollweg, <i>ApJ</i> . 257 (1982) 345	
[10] M. L. Goodman, <i>ApJ</i> . 503 (1998) 938	
[11] R. S. Sutherland and M. A. Dopita, <i>ApJ.</i> , Supplement Series 88 (1993) 253	
[12] H. Holweger, <i>Astron. Astrophys.</i> 10 (1971) 128	
[13] R. W. P. McWhirter, P. C. Thonemann, R. Wilson, <i>Astron. & Astrophys</i> 40 (1975) 63 [14] G. L. Withbroe, <i>ApJ</i> . 325 (1988) 442	
[15] G. L. Withbroe, <i>ApJ</i> . 337 (1989) L49	
[16] J. T. Gosling, <i>Annual Review of Astronomy and Astrophysics</i> , 34 (1996) 35	
[17] J. B. Zirker, <i>Solar Physics</i> 148 (1993) 43	
[18] H. Zirin, <i>Solar Physics</i> 169 (1996) 313	
[19] R. A. Frazin, and P. Janzen, <i>ApJ</i> . 570 (2002) 408 [20] E. N. Parker, <i>ApJ</i> . 372 (1991) 719	
[21] G. Newkirk, Jr., <i>Annual Review of Astronomy and Astrophysics</i> 5 (1967) 213	

[22] P. A. Sturrock, M. S. Wheatland, L.W. Acton, ApJ. 461 (1996) L115	
[23] M. S. Wheatland, P. A. Sturrock, L. W. Acton, ApJ. 482 (1997) 510	
[24] N. R. Sheeley, Jr. et al. (18 coauthors from USA, France, Germany, UK), ApJ. 484 (1997) 472 [25] Y.-M. Wang et al. ApJ. 508 (1998) 899	
[26] D. A. Falconer, R. L. Moore, J. G. Porter, G. A. Gary, T. Shimizu, ApJ. 482 (1997) 519 [27] R. L. Moore, D. A. Falconer, J. G. Porter, S. T. Suess, ApJ. 526 (1999) 505	
[28] L. Spitzer, <i>Physics of fully ionized gases</i> , New York Interscience, 1962	
[29] S. R. Spangler, S. Mancuso, ApJ. 530 (2000) 491	
[30] J. T. Steinberg, A. J. Lazarus, K. W. Ogilvie, R. Lepping, J. Byrnes, Geophys. Res. Lett. 23 (1996) 1183	
[31] J.-F. De La Beaujardire, R. C. Canfield, H. S. Hudson, J.-P. Wiilser, L. Acton, T. Kosugi, S. Masuda, ApJ. 440 (1995) 386	
[32] R. J. Murphy, G. H. Share, K. W. DelSignore, X.-M. Hua, ApJ. 510 (1999) 1011 [33] M. G. Adam, Mon. Not. R. astr. Soc. 119 (1959) 460	
92	92
[34] L. A. Higgs, Mon. Not. R. astr. Soc. 121 (1960) 421 [35] P. N. Brandt, E. H. Schroter, Solar Physics 79 (1982) 3	
[36] F. Cavallini, G. Ceppatelli, A. Righini, Astrn. Astrophys. 143 (1985) 116	
[37] R. V. Pound, G. A. Rebka, Jr., Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 439; <i>ibid.</i> 3 (1959) 554 [38] R. V. Pound, G. A. Rebka, Jr., Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 337	
[39] R. V. Pound, J. L. Snider, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 539	
[40] R. F. C. Vessot et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 2081	
[41] T. P. Krisher, D. D. Morabito, J. Anderson, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 2213 [42] C. Riveros, H. Vucetich, Phys. Rev. D. 34 (1986) 321	
[43] I. I. Shapiro, M. E. Ash, R. P. Ingalls, W. B. Smith, D. B. Campbell, R. B. Dyce,	

R. F. Jurgens,	
G. H. Pettengill, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1132	
[44] D. Dravins, L. Lindgren, A. Norlund, Astron. Astrophys. 96 (1981) 345 [45] D. Dravins, Ann. Rev. Astrophys. 20 (1982) 61	
[46] J. E. Vernazza, E. H. Averett, and R. Loeser, ApJ. Supplem. Series 30 (1976) 1 [47] A. K. Pierce, J. C. LoPresto, Solar Phys. 196 (2000) 41	
[48] H. R. Griem, <i>Spectral line broadening by plasmas</i> , Academic Press, New York, and London,	
ISBN 0-12-302850-7, 1974	
[49] C. E. St. John, ApJ. 67 (1929) 195	
[50] L. Herzberg, Can. J. Phys. 38 (1960) 853	
[51] P. Miller, P. Foukal, P. Keil, Solar Phys. 149 (1984) 33	
[52] H. Arp, Mon. Not. R. astr. Soc. 258 (1992) 800. See also, <i>Seeing Red: Redshifts, Cosmology and Academic Science</i> , published by Apeiron Montreal, Quebec, 1998, ISBN 0-9683689-0-5	
[53] A. Brynjolfsson, <i>Weightlessness of photons: A quantum effect</i> , arXiv:astro-phj0408312 v2 26	
Aug 2004	
[54] W. S. Adams, Proc. Nat. Acad. Sci., 11 (1925) 382-387 [55] G. Stromberg, Publ. astr. Soc. Pacif .. , 38 (1926) 44	
[56] A. S. Eddington, in Mon. Not. R. astr. Soc., 848 (1924) 308	
[57] J. L. Greenstein, J. B. Oke, & H. L. Shipman, Ap.J. 169 (1971) 563	
[58] M. A. Barstow, H. E. Bond, J. B. Holberg, M. R. Burleigh, I. Hubeny, & D. Koester, in Mon. Not. R. astr. Soc., in press 848 (2005) 1-11	
[59] A. Brynjolfsson, <i>Hubble constant from lensing in plasma-redshift cosmology, and intrinsic redshift of quasars.</i> arXiv:astro-phj04011666 v3 2Dec 2004	
[60] L. Spitzer Jr., J. P. Ostriker, <i>Dreams, Stars, and Electrons: Selected writings of Lyman Spitzer Jr.</i> Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1997	

[61] R. J. Reynolds, ApJ. 372 (1991) L17	
[62] R. J. Reynolds, D. P. Cox, ApJ. 400 (1992) L33	
93	93
[63] J. M. Cordes, J. M. Weisberg, D. A. Frail, S. R. Spangler, M. Ryan, Nature 354 (1991) 121 [64] G. C. Gomez, R. A. Benjamin, D. P. Cox, Astron. J. 122 (2001) 908	
[65] B. D. Savage and D. Massa, ApJ. 314 (1987) 380	
[66] D. P. Cox, R. J. Reynolds, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 25 (1987) 303 [67] R. A. Chevalier, W. R. Oegerle, ApJ. 227 (1979) 398	
[68] M. Pettini, R. Stathakis, S. D'Odorico, P. Molaro, G. Vladilo, ApJ. 340 (1989) 256	
[69] P. J. E. Peebles, <i>Principles of Physical Cosmology</i> , Princeton University Press, ISBN 0-691-01933-9, 1993	
[70] T. S. van Albada, R. Sancisi, Phil. Trans. R. Soc. London A320 (1986) 447 [71] M. Milgrom, ApJ. 270 (1983) 365	
[72] R. Bottema, J. L. G. Pestana, B. Rothberg, R. H. Sanders. Astron. Astrophys. 393 (2002)453 [73] T. E. Clarke, P. P. Kronberg, and H. Bohringer, ApJ. 547 (2001) L111	
[74] M. E. Putman, B. K. Gibson, Publ. Astron. Soc. Aust. 16 (1999) 70	
[75] M. E. Putman, Publ. Astron. Soc. Aust. 17 (2000) 1	
[76] I. Kazes, T. H. Troland, R. M. Crutcher, Astron. Astrophys. 245 (1991) L17 [77] A. Aharonian, and A. M. Atoyian, Astron. Astrophys. 362 (2000) 937	
[78] R. J. Gould, ApJ. 344 (1989) 232	
[79] R. J. Gould, Phys. Rev. A 23 (1981) 2851	
[80] W. R. Purcell, D. A. Grabelsky, M. P. Ulmer, W. N. Johnson, R. L. Kinzer, J. D. Kurfess, M. S. Strickman, ApJ. 413 (1993) L85	
[81] R. L. Kinzer, W. R. Purcell, W. N. Johnson, J. D. Kurfess, G. Jung, J. Skibo, Astron. & Astrophys, Supplem. 120 (1996)	

317	
[82] C. D. Dermer, and J. G. Skibo, ApJ. 487 (1997) L57	
[83] J. I. Trombka, C. S. Dyer, L. G. Evans, M. J. Bielefeld, S. M. Seltzer, A. E. Metzger, ApJ. 212 (1977) 925	
[84] D. N. Borrows, J.A. Mendenhall, Nature 351 (1991) 629	
[85] U. Herbstmeier, U. Mebold, S.L. Snowden, D. Hartmann, W. B. Burton, P. Moritz, P. M. W. Kalberla, R. Egger, Astron. Astrophys. 298 (1995) 606	
[86] B. P. Wakker, H. Van Woerden, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 35 (1997) 217	
[87] W. H. Press, Understanding data better with Bayesian and global statistical methods. In <i>Unsolved Problems in Astrophysics</i> , Ed. J. N. Bahcall and J. P. Ostriker, Princeton University Press, Princeton, NJ, ISBN 0-691-01607-0	
[88] A. Sandage, ApJ. 133 (1961) 355	
[89] S. Perlmutter, et al. ApJ. 483 (1997) 565	
[90] S. Perlmutter et al., Nature 391 (1998) 51	
[91] A. G. Riess, et al., Astron. Journal 116 (1998) 1009	
94	94
[92] A. G. Riess, et al., ApJ. 504 (1998) 935	
[93] A. G. Riess, L.-G. Strolger, J. Tonry, S. Casertano, H. C. Ferguson, B. Mobasher, P. Challis, A. V. Filippenko, S. Jha, W. Li, R. Chornock, R. Kirshner, B. Leibundgut, M. Dickinson, M. Livio, M. Giavalisco, C. C. Steidel, T. Benitez, & Z. Tsvetanov, 2004, ApJ, 607, 665	
[94] G. Goldhaber, D. E. Groom, A. Kim, G. Aldering, P. Astier, A. Conley, S. E. Deustua, R. Ellis, S. Fabbro, A. S. Fruchter, A. Goobar, I. Hook, M. Irwin, M. Kim, R. A. Knop, C. Lidman, R. McMahon, P. E. Nugent, R. Pain, N. Panagia, C. R. Pennypacker, S. Perlmutter, P. RuizLapuente, B. Schaefer, N. A. Walton, T. York, 2001 ApJ, 558, 359	
[95] A. Brynjolfsson, <i>Plasma redshift, time dilation, and supernovas</i> fa arXiv:astro-	

phj0406437 v2 20 Jul 2004.	
[96] R. J. Foley, A. V. Filippenko, D. C. Leonard, A. G. Riess, P. Nugent, S. Perlmutter, <i>ApJ</i> 626 (2005) L11	
[97] A. V. Filippenko and A. G. Riess, <i>Results from the high-z supernova search team</i> . arXiv:astro-ph/9807008 v1 1 Jul 1998.	
[98] M. R. S. Hawkins, <i>ApJ.</i> , 553 (2001) L97	
[99] E. J. Lerner, <i>Evidence for a non-expanding universe: Surface brightness data from HUDFastro-phj0509611</i> (To be published in the Proceedings of the first Crisis in Cosmology Conference, AIP)	
[100] D. J. Fixen, et al., <i>ApJ.</i> 473 (1996) 576	
[101] U. Keshet, E. Waxman, A. Loeb, <i>ApJ.</i> 617 (2004) 281	
[102] K. D. Kuntz, S. L. Snowden, R. F. Mushotzky, <i>ApJ.</i> 548 (2001) L119 [103] K. D. Kuntz, S. L. Snowden, <i>ApJ.</i> 543 (2000) 195	
[104] A. De Luca, S. Molendi, to be published in <i>A. & A.</i> , 419 (2004) 837; (arXiv:astro-ph/0311538).	
See also <i>Mem. S. A. It.</i> Vol. 73,1 (2002) (arXiv:astro-ph/0402233)	
[105] A. Vecchi, S. Molendi, M. Guainazzi, F. Fiore, A. N. Parmar; <i>A. & A.</i> , 548 (1999) L11 [106] X. Barcons, S. Mateos, M. T. Ceballos, <i>Mon. Not. R. Astron. Soc.</i> , 316 (2000) L13	
[107] A. Brynjolfsson, <i>Weightlessness of photons: A quantum effect</i> ; arXiv: astro-ph/0408312 v2 26 Aug 2004	
[108] E. G. Adelberger, C. W. Stubbs, B. R. Heckel, Y. Su, H. E. Swanson, G. Smith, J. H. Gundlach, W. F. Rogers; <i>Phys. Rev. D</i> 42, (1990) 3267	
[109] Y. Su, B. R. Heckel, E. G. Adelberger, J. H. Gundlach, M. Harris, G. L. Smith, H. E. Swanson; <i>Phys. Rev. D</i> 50, (1994) 3614	
[110] A. Einstein, <i>Sitzungsberichte der Preussischen Akad. Wissenschaften</i> , (1917) p. 142	
[111] C. Møller, <i>The Theory of Relativity</i> ,	

2nd ed., Oxford University Press 1972, Delhi, Bombay, Calcutta, Madras, SBN 19 560539	
[112] R. Narayan, Accretion flows around black holes. In <i>Unsolved Problems in Astrophysics</i> , Ed. J. N. Bahcall and J. P. Ostriker, Princeton University Press, Princeton, NJ, ISBN 0-69101607-0	
[113] M. Ruderman, In and around neutron stars. In <i>Unsolved Problems in Astrophysics</i> , Ed. J. N. Bahcall and J. P. Ostriker, Princeton University Press, Princeton, NJ, ISBN 0691-01607-0	
95	95
[114] K. A. Olive, Science 251 (1991) 1194	
[115] W. B. Burton, The large-scale distribution of neutral hydrogen in the galaxy. In <i>Galactic and Extragalactic Radio Astronomy</i> ; pp. 82-117. Ed. by G. L. Verschuur, and K. I. Kellermann, ISBN 0-387-06504-0, Springer Verlag, New York, Heidelberg, Berlin, 1974	
[116] J. H. Oort, <i>Nonstable phenomena in "Galaxies."</i> Proc. IAD Symp. No 29. Yerevan: Izd-vo Akademiia Nauk Armianskoi SSR, (1966) 41	
[117] J.H. Oort, <i>Nuclei of galaxies</i> ; ed. D.J.K. O'Connell, North Holland Publishing Co., Amsterdam, (1971) 321	
[118] P. C. van der Kruit, Astron. & Astrophys. 13 (1970) 405	
[119] W. K. H. Panofsky and M. Phillips, <i>Classical Electricity and Magnetism</i> , Addison-Wesley Publ. Co., Inc., Reading, MA 1956	
[120] R. Becker, <i>Theorie der Elektrizitt, Band 2</i> , B. G. Teubner, Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1949 [121] J. D. Jackson, <i>Classical Electrodynamics</i> , John & Sons, Inc., New York, London, 1972; see in particular Chapter 17	
[122] F. Rohrlich, <i>Classical Charged Particles</i> , Addison-Wesley, Reading, MA, 1965 (see in particular Chapters. 6 and 9)	
[123] F. Rohrlich, <i>The Theory of the Electron</i> , The-first Joseph Henry lecture, read before the Society May 11, 1962.	

http://philsoc.org/1962Sprin/1526transcript.html	
[124] P. A. M. Dirac, <i>Classical theory of radiating electrons</i> , Proc. of the Roy. Soc. London, Ser. A,	
Math. and Phys. Sci. 167 (1938) 148	
[125] F. V. Hartemann, A.K. Kerman, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 624 [126] A. Brynjolfsson, Phil. Mag., Supplem. 6 (1957) 247	
[127] L. Spitzer, <i>Physical Processes in the Interstellar Medium</i> , John Willey&Sons, N.Y. Chichester, Brisbane, Toronto, (ISBN 0-471-02232-2) 1978	
[128] G. B. Rybicki, A. P. Lightmann, <i>Radiative Processes in Astrophysics</i> , A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, 1979	
[129] M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, <i>Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis</i> , ASP Conference Series, Vol. XXX, 2005, F. N. Bash& T. G. Barnes (ed.); arXiv:astro-ph/0410214, v2 10 Oct 2004	
[130] E. B. Saloman, J. H. Hubble, J. H. Scofield, <i>Atomic Data and Nuclear Tables</i> 38 (1988) 1-197 [131] S. L. Snowden, R. Egger, D. Finkbeiner, M. J. Freyberg, P. P. Plucinsky, ApJ. 493 (1998) 715	
	Пояснения:
SOFT-PHOTON EMISSION When the photon energy and momentum are small, that is, when the photon is “ soft ,” some very general and useful results can be derived.	Мягкий фотон -