

**Ўзбекистан Республикасы Жоқары хэм орта арнаўлы билим  
министрлиги**

**Бердақ атындағы Қарақалпақ мәмлекетлик университети**

**Улыўма физика кафедрасы**

# **УЛЫЎМАЛЫҚ САЛЫСТЫРМАЛЫҚ ТЕОРИЯСЫ**

**пәни бойынша**

**ОҚЫТЫЎ ТЕХНОЛОГИЯСЫ (ОҚЫЎ-МЕТОДИКАЛЫҚ  
КОМПЛЕКС, 2011-2012 оқыў жылы ушын)**

**Физика қәнигелиги студентлери  
ушын дүзилген, 2-курс, 4-семестр.**

**Лекциялық сабақлар 18 (лекциялар саны 9), студентлердиң өз бетинше  
жумысларының көлеми 18.**

Пәнниң сабақларға мөлшерленген оқыў программасы Қарақалпақ мәмлекетлик университетиниң илимий-методикалық кеңесиниң 2011-жыл 29-июнь күнги мәжлисинде қарап шығылды хэм мақулланды. Протоколдың қатар саны 6.

Пәнниң сабақларға мөлшерленген оқыў программасы улыўма физика кафедрасының илимий-методикалық семинарының 2011-жыл 23-июнь күнги мәжлисинде қарап шығылды хэм мақулланды. Протоколдың қатар саны 10.

Дүзиўши

профессор Б.Абдикамалов

“Тастыйықлайман”  
Оқыу ислери бойынша проректор

М.Ибрагимов  
2011-жыл 29-июнь

### Сабақларға мөлшерленген оқыу программасы

	Темалар атлары	Лек- ция- лар	Өз бетин ше
1	Салыстырмалық теориясының постулатлары. Есаплау системалары. Салыстырмалық принципі. Жақтылық тезлигиниң турақлылығы принципі. Кеңисликлик хәм ўақытлық кесиндилердиң салыстырмалығы.	2	2
2	Лоренц түрлендириўлери. Лоренц түрлендириўлериниң нәтийжелери. Интервал. Интервалдың классификациясы. Меншикли ўақыт. Минковский кеңислиги.	2	2
3	Төрт өлшемли векторлар менен төрт өлшемли тензорлар. Төрт өлшемли тезлик. Энергия менен импульс.	2	2
4	Гравитациялық тәсирлесіўди геометрияластырыў. Улыўмалық салыстырмалық теориясы тийкарында жататуғын гипотезалар. Гравитациялық майдан теңлемелери.	2	2
5	Гравитациялық майданда қозғалыўшы материаллық ноқаттың қозғалыс теңлемеси.	2	2
6	Сфералық симметрияға ийе болған денениң гравитациялық майданы. Улыўмалық салыстырмалық теориясының бақланатуғын эффектлери. Меркурий планетасының перигелийиниң аўысыўы.	2	2
7	Қуяштың гравитациялық майданындағы жақтылық нурының бағытының өзгериси. Гравитациялық қызылға аўысыўы.	2	2
8	Қара құрдымлар. Қара құрдымлардың эволюциясы. Космология. Эйнштейн теңлемелериниң шешимлери (Эйнштейн хәм де Ситтердиң статикалық шешимлери.	2	2
9	Фридман моделлери. Хаббл нызамы. Үрлениўши Әлем модели.	2	2
	Жәми	18	18

#### Тийкарығы әдебият

Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. Издание восьмое. Физматлит. Москва. 2001. 534 с.  
С.Вейнберг. Гравитация и космология. Принципы и приложения общей теории относительности. Издательство "Мир". Москва. 1975. 696 с.

Қарақалпақ тилиндеги қосымша әдебият ([www.abdikamalov.narod.ru](http://www.abdikamalov.narod.ru) сайтында)

А.Эйнштейн. Қозғалыўшы денелер электродинамикасына.

- А.Эйнштейн. Улыўмалық салыстырмалық теориясының тийкарлары.  
 А.Эйнштейн. Космология мәселелери хәм улыўмалық салыстырмалық теориясы.  
 А.Эйнштейн. Денениң инерциясы усы денедеги энергиядан ғәрезли ме?  
 В.Фредерикс. Эйнштейнниң улыўмалық салыстырмалық принципи.  
 М.П.Бронштейн. Релятивистлик космологияның хәзирги ўақытлардағы жағдайлары.  
 Л.Б.Окунь. Масса. Энергия. Энергия. Салыстырмалық.

## **Жуўмақлаўшы қадағалаў вариантлары**

### 1-вариант.

1. Салыстырмалық принципи. Салыстырмалық теориясының постулатлары. Жақтылық тезлигиниң деректиң қозғалыс тезлигинен ғәрезсизлиги.
2. Галилей менен Лоренц түрлендириўлери. Галилей түрлендириўлериниң Лоренц түрлендириўлериниң киши тезликлердеги дара жағдайы сыпатында.
3. Улыўмалық хәм арнаўлы салыстырмалық теориялар және Ньютонның гравитация теориясы арасындағы байланыслар.
4. Классикалық механикадағы хәм салыстырмалық теориясындағы тезликлерди қосыў теоремалары.
5. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы.

### 2-вариант.

1. Инерциаллық хәм инерциаллық емес есаплаў системалары. Галилейдиң салыстырмалық принципи.
2. Бир ўақытлылықтың салыстырмалығы. Бир ўақытлылықтың салыстырмалы екенлигин келтирип шығарыў.
3. Пүткил дүньялық тартылыс нызамы. Пүткил дүньялық тартылыс нызамы менен арнаўлы салыстырмалық теориясы арасындағы қарама-қарсылық. Усы тийкарда жаңа гравитация теориясын дәретиў зәрүрлиги.
4. Әлемниң кеңейиўи. Хаббл нызамы. Хаббл турақлысы хәм оның мәниси. Әлемниң жасы.
5. Гравитациялық майданның теңлемелери системасы хаққында түсиник. Бул теңлемелердиң шешиминиң физикалық мәниси. Метрлик тензор хәм оның кураўшылары.

### 3-вариант.

1. Галилейдиң хәм Эйнштейнниң салыстырмалық принциптери. Олар арасындағы байланыс хәм тийкарғы айырмалар.
2. Ўақыя. Ўақыяның координаталары. Ўақыяны төрт өлшемли кеңисликте тәриплеўдиң зәрүрлиги. Төрт өлшемли Минковский кеңислиги хәм оның координаталары.
3. Галилей менен Эйнштейнниң салыстырмалық теорияларындағы тезликлерди қосыў теоремалары. Олардың нәтийжелери.
4. Әлемниң бир теклиги менен изотроплығы космологиялық принцип сыпатында. Әлемниң бир теклиги менен изотроплығынан гравитация майданының теңлемелерин әпиўайыластырыў бойынша келип шығатуғын жуўмақлар.
5. Хаббл нызамы хәм Хаббл параметри. Хаббл параметриниң хәзирги ўақытлардағы мәниси бойынша Әлемниң жасын есаплаў.

### 4-вариант.

1. Жақтылық тезлигиниң турақлылығы принципи. Майкельсон хәм Морли тәжирийбелериниң мәниси хәм жуўмақлары.

2. Релятивистлик объектлер. Қара құрдымлар менен нейтрон жулдызлар.
3. Улыўмалық салыстырмалық теориясының улыўмалық принциплери.
4. Ўақыя. Ўақыяның координаталары. Ўақыяны төрт өлшемли кеңисликте тәриплеўдиң зәрүрлиги. Төрт өлшемли Минковский кеңислиги хәм оның координаталары.
5. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы. Шварцшильд шешими хәм Шварцшильд метрикасы ҳаққындағы түсиниклер.

#### 5-вариант.

1. Кеңисликлик хәм ўақытлық кесиндилердиң салыстырмалығы.
2. Қуяштың эволюциясы. Кызыл гигантлар, ақ иргежейлер, нейтрон жулдызлар хәм қара құрдымлар.
3. Эйнштейн тәрәпинен гравитация майданы теңлемелерине киргизилген космологиялық турақлысы. Оның физикалық мәниси хәм хәзирги заман илиминдеги әҳмийети.
4. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы. Орайға қарата симметриялы гравитация майданындағы материаллық денелердиң қозғалыслары.
5. Әлемнің кеңейиўи. Хаббл нызамы. Хаббл турақлысы хәм оның мәниси. Әлемнің жасы.

#### 6-вариант.

1. Лоренц түрлендириўлери хәм бул түрлендириўлерден келип шығатуғын нәтийжелер. Лоренц түрлендириўлериниң физикалық мәниси.
2. Улыўмалық салыстырмалық теориясы арнаўлы салыстырмалық теориясы постулатларын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлик принципи.
3. Кеңисликлик координаталар менен ўақыт координатасы арасындағы байланыс. Ўақыт координатасының өлшемлерин кеңисликлик координата өлшемлерине өткерий.
4. Эйнштейн тәрәпинен гравитация майданы теңлемелерине киргизилген космологиялық турақлысы. Оның физикалық мәниси хәм хәзирги заман илиминдеги әҳмийети.
5. Фридманның стационар емес изотроплық космологиялық моделлери. Стационар хәм стационар емес әлемлер. Эйнштейнниң цилиндрлик дүньясы менен де Ситтердиң сфералық дүньясы стационар дүньялардың мысалы сыпатында.

#### 7-вариант.

1. Лоренц түрлендириўлериниң нәтийжелери. Кеңислик пенен ўақыттың салыстырмалығы.
2. Гравитация майданы ҳаққындағы түсиник. Физикалық майдан менен геометриялық гравитация майданы арасындағы байланыслар менен айырма.
3. Эйнштейн тәрәпинен гравитация майданы теңлемелерине киргизилген космологиялық турақлысы. Оның физикалық мәниси хәм хәзирги заман илиминдеги әҳмийети. Вакуум энергиясы. Космослық антигравитация.
4. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы. Шварцшильд шешими хәм Шварцшильд метрикасы ҳаққындағы түсиниклер.
5. Стандарт космологияның тийкарғы теңлемелери системасының Эйнштейн теңлемеси, энергияның сақланыў нызамы хәм орталықтың ҳал теңлемесинен туратуғын теңлемелер системасы сыпатында. Бул теңлемелер системасын шешиў усыллары.

#### 8-вариант.

1. Интервал. Интервалдың классификациясы. Кеңілікке мезгес хәм ұақытқа мезгес интерваллар. Интервалдың инвариантлығы.

2. Кеңіліктің бир теклигили менен изотроплығы. Кеңіліктің бир теклигили менен изотроплығының метрлик тензордың кураўшыларының санының кемейіўине тәсири.

3. Ұақыя. Ұақыяның координаталары. Ұақыяны төрт өлшемли кеңілікте тәриплеўдің зәрүрлиги. Төрт өлшемли Минковский кеңіслиги хәм оның координаталары.

4. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы. Шварцшильд шешими хәм Шварцшильд метрикасы хәкқындағы түсиниклер.

5. Жақтылық тезлигиниң жақтылық дерегиниң қозғалыс тезлигинен ғәрезсизлиги. Усы ғәрезсизліктің экспериментте тастыйықланыўы

#### 9-вариант.

1. Ұақыттың салыстырмалығы. Меншикли Ұақыт түсиниги.

2. Галилей менен Эйнштейнниң салыстырмалық принципери. Салыстырмалық принципи физика илиминиң тийкарғы принципи сыпатында.

3. Пүткил дүньялық тартылыс нызамы: қәлеген еки дене арасында усы денелердиң массаларына туўры пропорционал, ал олардың арасындағы қашықлықтың квадратына керип пропорционал болған тартылыс күши тәсир етеди. Пропорционаллық коэффициенти гравитациялық турақлы деп аталады. Бул нызамның шекленгенлиги хәм оны жетилискен теория менен алмастырыўдың зәрүрлиги.

4. Улыўмалық салыстырмалық теориясы арнаўлы салыстырмалық теориясы постулатларын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлик принципи.

5. Бир Ұақытлылықтың салыстырмалығы. Бир Ұақытлылықтың салыстырмалы екенлигин келтирип шығарыў.

#### 10-вариант.

1. Төрт өлшемли кеңілік хәкқындағы мағлыўматлар. Минковский кеңіслиги. Ұақыт координатасы хәм оның кеңіліклик координаталар менен байланысы..

2. Планеталардың Қуяш дөгерегинде қозғалыў нызамлары (Кеплер нызамлары). Бул нызамлардың пүткил дүньялық тартылыс нызамының ашылыўында тутқан орны.

3. Стандарт космологияның тийкарғы теңлемелери системасының Эйнштейн теңлемеси, энергияның сақланыў нызамы хәм орталықтың хал теңлемесинен туратуғын теңлемелер системасы сыпатында. бул теңлемелер системасын шешіў жоллары.

4. Әлемниң бир теклигили менен изотроплығы космологиялық принцип сыпатында. Әлемниң бир теклигили менен изотроплығынан гравитация майданының теңлемелерин әпиўайыластырыў бойынша келип шығатуғын жуўмақлар.

5. Вакуум энергиясы. Космослық антгравитация. Вакуумның хал теңлемеси  $p = -\varepsilon$  хәм оны космологиялық мәселелерди шешіўде қолланыў.

#### 11-вариант.

1. Төрт өлшемли векторлар менен төрт өлшемли тензорлар. Салыстырмалық теориясының тензорлық математика менен байланысы.

2. Инерт масса гравитациялық масса. Олар арасындағы байланыс. Эквивалентлик принципи.

3. Улыўмалық салыстырмалық теориясы арнаўлы салыстырмалық теориясы постулатларын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлик принципи.

4. Галилей менен Эйнштейннің салыстырмалық принциптері. Салыстырмалық принципі физика илиминің тийкарғы принципі сыпатында.

5. Фридманның стационар емес изотроплық космологиялық моделлері. Стационар хәм стационар емес Әлемлер. Эйнштейннің цилиндрлік дүньясы менен де Ситтердің сфералық дүньясы стационар дүньялардың мысалы сыпатында.

#### 12-вариант.

1. Төрт өлшемлі тезлік. Төрт өлшемлі тезліктің өлшем бирлігінің жоқ екенлігі. Төрт өлшемлі тезленіу. Төрт өлшемлі тезлік пенен төрт өлшемлі тезленіудің өз-ара ортогоналлығы.

2. Гравитациялық майданның кернеулілігі. Гравитациялық майданның кернеулілігі денеге берилетуғын тезленіуге тең шама сыпатында.

3. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы. Радиаллық бағытлардағы материаллық нокатлардың қозғалыстары.

4. Ұақия. Ұақияның координаталары. Ұақияны төрт өлшемлі кеңіслікте тәріплеудің зәрүрлігі. Төрт өлшемлі Минковский кеңіслігі хәм оның координаталары.

5. Бір ұақыттылықтың салыстырмалығы. Бір ұақыттылықтың салыстырмалы екенлігін келтиріп шығаруы.

#### 13-вариант.

1. Абсолют қозғалыс хәм абсолют есаплау системасы хаққындағы түсиник. Бул түсиниклердің физикалық тийкарының жоқ екенлігі.

2. Салыстырмалық теориясындағы энергия менен импульс. Релятивистлік механикадағы энергия менен импульстің төрт өлшемлі вектордың кураушылары сыпатында.

3. Улыұмалық салыстырмалық теориясы арнаулы салыстырмалық теориясын гравитациялық кубылыстарға, ал Ньютон гравитация теориясын релятивистлік кубылыстар областына улыұмаластыратуғын теория сыпатында.

4. Стандарт космологияның тийкарғы теңдемелері системасының Эйнштейн теңдемесі, энергияның сақланыуы ызамамы хәм орталықтың хал теңдемесінен туратуғын теңдемелер системасы сыпатында. бул теңдемелер системасын шешиу жоллары.

5. Галилей менен Эйнштейннің салыстырмалық принциптері. Салыстырмалық принципі физика илиминің тийкарғы принципі сыпатында. Оның физикалық мәнісі.

#### 14-вариант.

1. Ньютонның пүткил дүньялық тартылыс ызамамы хәм оның шекленгенліктері.

2. Улыұмалық салыстырмалық теориясының тийкарғы принципі болған қәлеген инерциаллық емес есаплау системасының базы бір гравитациялық майданға эквивалент екенлігін айқын мысалларда дәлиллеу.

3. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы.

4. Жақтылық тезлігінің жақтылық дерегінің қозғалыс тезлігінен ғәрезсізлігі. Усы ғәрезсізліктің экспериментте тастыйықланыуы

5. Кеңіслік-ұақыттың псевдоевклидлік қурылысы

#### 15-вариант.

1. Гравитациялық тәсірлесіуді геометрияластыруы. Улыұмалық салыстырмалық теориясындағы тартылыс майданы (гравитация) кеңіслік-ұақыттың майысыуы сыпатында.

2. Галилей менен Лоренц түрлендириулері. Галилей түрлендириулеринин Лоренц түрлендириулеринин киши тезликлердеги дара жагдайы сыпатында.

3. Салыстырмалықтың улыумалық принципинин мәниси физиканың барлық ызыамлары қәлеген есаплау системасында бирдей формаға ийе болыуында. Бул тастыйықлауды қалайынша түсиндириуге болады?

4. Бир уақытлылықтың салыстырмалығы. Бир уақытлылықтың салыстырмалы екенлигин келтирип шығарыу.

5. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы.

#### 16-вариант.

1. Улыумалық салыстырмалық теориясы тийкарында жататуғын гипотезалар. Эквивалентлик принципи.

2. Улыумалық салыстырмалық теориясындағы гравитациялық майданның теңлемеси кеңислик-уақыттың метрикасын анықлайтуғын теңлемелердин мәниси хәм олардың Эйнштейннин теңлемелери екенлиги.

3. Эйнштейн тәрәпинен гравитация майданы теңлемелерине киргизилген космологиялық турақлысы. Оның физикалық мәниси хәм хәзирги заман илиминдеги әхмийети.

4. Әлемнің бир теклиги менен изотроплығы космологиялық принцип сыпатында. Әлемнің бир теклиги менен изотроплығынан гравитация майданының теңлемелерин әпиуайыластырыу бойынша келип шығатуғын жуумақлар.

5. Хаббл ызыамы хәм Хаббл параметри. Хаббл параметринин хәзирги уақытлардағы мәниси бойынша Әлемнің жасын есаплау.

#### 17-вариант.

1. Гравитациялық майдан теңлемелери. Бир текли хәм изотроп кеңислик ушын гравитациялық майдан теңлемелеринин әпиуайыласыуы.

2. Фридманның стационар емес изотроплық космологиялық моделлери. Стационар хәм стационар емес Әлемлер. Эйнштейннин цилиндрлик дуньясы менен де Ситтердин сфералық дуньясы стационар дуньялардың мысалы сыпатында.

3. Гравитациялық майдандағы материаллық ноқаттың қозғалыс теңлемесинин геодезиялық сызықлардың теңлемеси сыпатында. Материаллық ноқатлардың кеңислик-уақытта геодезиялық сызықлар бойынша еркин қозғалыуы.

4. Улыумалық салыстырмалық теориясы арнаулы салыстырмалық теориясы постулатларын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлик принципи.

5. Уақыя түсиниги. Оның координаталары. Уақыяны төрт өлшемли кеңисликте тәриплеудин зәрүрлиги. Төрт өлшемли Минковский кеңислиги хәм оның координаталары.

#### 18-вариант.

1. Гравитациялық майдан хәм метрлик тензор. Метрлик тензор менен кристаллық денелердеги деформацияларды салыстырыу.

2. Улыумалық салыстырмалық теориясы арнаулы салыстырмалық теориясы постулатларын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлик принципи.

3. Эйнштейн тәрәпинен гравитация майданы теңлемелерине киргизилген космологиялық турақлысы. Оның физикалық мәниси хәм хәзирги заман илиминдеги әхмийети.

4. Вакуум энергиясы. Космослық антгравитация. Вакуумның хал теңлемеси  $p = -\varepsilon$  хәм оны космологиялық мәселелерди шешиўде қолланыў.

5. Эйнштейн теңлемелериниң ноқатлық масса ушын шешими Шварцшильд метрикасы болып табылады. Усыған байланыслы Эйнштейн теңлемелериниң Шварцшильд шешимин тәриплеп бериңиз.

#### 19-вариант.

1. Гравитациялық майданда қозғалыўшы материаллық ноқаттың қозғалыс теңлемеси.
2. Классикалық гравитациялық эффектлер:
  - а) Гравитациялық қызылға аўысыў.
  - б) Гравитациялық майдандағы жақтылық нурларының бағытының өзгериўи (соның ишинде гравитациялық фокуслаў).
  - с) Меркурий планетасының перигелийиниң аўысыўы.  
Бул эффектлердиң мәнислерин түсиндириңиз.
3. Галилей менен Лоренц түрлендириўлериниң Галилей түрлендириўлериниң Лоренц түрлендириўлериниң киши тезликлердеги дара жағдайы сыпатында.
4. Стандарт космологияның тийкарғы теңлемелери системасының Эйнштейн теңлемеси, энергияның сақланыў нызамы хәм орталықтың хал теңлемесинен туратуғын теңлемелер системасы сыпатында. бул теңлемелер системасын шешиў жоллары.
5. Кеңислик-ўақыттың псевдоевклидик қурылысы. Ыақытлық хәм кеңисликлик координаталар. Олар арасындағы өзгешеликлер.

#### 20-вариант.

1. Сфералық симметрияға ийе болған денениң гравитациялық майданы. Шварцшильд шешими.
2. Бир ўақытлылықтың салыстырмалығы. Бир ўақытлылықтың салыстырмалы екенлигин келтирип шығарыў.
3. Тезлениў менен қозғалатуғын массалардың гравитациялық толқынларды нурландырыўы (қос жұлдызлар, Қуяш-Жер, Жер-Ай системалары). Гравитациялық толқынлар.
4. Ыақия. Ыақияның координаталары. Ыақияны төрт өлшемли кеңисликте тәриплеўдиң зәрүрлиги. Төрт өлшемли Минковский кеңислиги хәм оның координаталары. Төрт өлшемли кеңисликтеги объектлердиң тезликлериниң турақлы хәм с ға тең екенлиги.
5. Жақтылық тезлигиниң жақтылық дерегиниң қозғалыс тезлигинен ғәрезсизлиги. Усы ғәрезсизликтин экспериментте тастыйықланыўы

#### 21-вариант.

1. Улыўмалық салыстырмалық теориясының бақланатуғын эффектлери. Қуяштың гравитациялық майданындағы жақтылық нурының бағытының өзгериси.
2. Эйнштейнниң улыўмалық салыстырмалық теориясының улыўмалық принциплери.
3. Хаббл нызамы хәм Хаббл параметри. Хаббл параметриниң хәзирги ўақытлардағы мәниси бойынша Әлемниң жасын есаплаў.
4. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы хәм усындай майдандағы материаллық ноқаттың қозғалысы.
5. Әлемниң бир теклиги менен изотроплығы космологиялық принцип сыпатында. Әлемниң бир теклиги менен изотроплығынан гравитация майданының теңлемелерин эпийайыластырыў бойынша келип шығатуғын жуўмақлар.

#### 22-вариант.



1. Улыўмалық салыстырмалық теориясының бақланатуғын эффектлери. Меркурий планетасының перигелийиниң аўысыўы.

2. Вакуум энергиясы. Космослық антгравитация. Вакуумның ҳал теңлемеси  $p = -\varepsilon$  ҳәм оны космологиялық мәселелерди шешиўде қолланыў.

3. Улыўмалық салыстырмалық теориясы арнаўлы салыстырмалық теориясы постулатларын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлик принципи.

4. Салыстырмалылықтың улыўмалық принципи. Улыўмалық ковариантлық принципи.

5. Абсолют қозғалыс ҳәм абсолют есаплаў системасы ҳаққындағы түсиник. Бул түсиниклердиң физикалық тийкарының жоқ екенлиги.

#### 23-вариант.

1. Улыўмалық салыстырмалық теориясының бақланатуғын эффектлери. Күшли гравитациялық майдандағы ўақыттың өтиўиниң әстелениўи.

2. Интервалдың инвариантлығы. Интервалдың инвариантлығы тийкарында денелердиң геометриялық өлшемлери менен ўақыт интервалларының салыстырмалылығын дәлиллеў.

3. Кеңислик-ўақыттың псевдоевклидлик қурылысы. Минковский кеңислиги ҳәм оның координаталары.

4. Фридманның стационар емес изотроплық космологиялық моделлери. Стационар ҳәм стационар емес Әлемлер. Эйнштейнниң цилиндрлик дүньясы менен де Ситтердиң сфералық дүньясы стационар дүньялардың мысалы сыпатында.

5. Стандарт космологияның тийкарғы теңлемелери системасының Эйнштейн теңлемеси, энергияның сақланыў нызамы ҳәм орталықтың ҳал теңлемесинен туратуғын теңлемелер системасы сыпатында. бул теңлемелер системасын шешиў жоллары.

#### 24-вариант.

1. Гравитациялық қызылға аўысыў ҳәм оны экспериментте бақлаў.

2. Әлемниң жабық изотроплық модели. бул моделдиң Әлемниң ашық ҳәм тегис изотроплық моделлеринен айырмасы. Критикалық масса.

3. Галилей менен Лоренц түрлендириўлери. Галилей түрлендириўлериниң Лоренц түрлендириўлериниң киши тезликлердеги дара жағдайы сыпатында.

4. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы. Бундай майданлардағы денелердиң қозғалыслары.

5. Гравитациялық майданның теңлемелери системасы ҳаққында түсиник. Бул теңлемелердиң шешиминиң физикалық мәниси. Метриклік тензор ҳәм оның қураўшылары.

#### 25-вариант.

1. Гравитациялық коллапс. Қара қурдымлар. Гравитациялық радиус. Қара қурдымлардың эволюциясы.

2. Классикалық гравитациялық эффектлер. Гравитациялық толқынлар менен гравитациялық линзалар, тезлениўши қозғалыўшы массалардың гравитациялық толқынларды нурландырыўы ҳәм гравитациялық фокуслаў эффекти.

3. Ўақыя. Ўақыяның координаталары. Ўақыяны төрт өлшемли кеңисликте тәриплеўдиң зәрүрлиги. Төрт өлшемли Минковский кеңислиги ҳәм оның координаталары. Төрт өлшемли кеңисликтеги объектлердиң тезликлериниң турақлы ҳәм с ға тең екенлиги.

4. Вакуум энергиясы. Космослық антгравитация. Вакуумның ҳал теңлемеси  $p = -\varepsilon$  ҳәм оны космологиялық мәселелерди шешиўде қолланыў.

5. Әлемнің бір теклиги менен изотроплығы космологиялық принцип сыпатында. Әлемнің бір теклиги менен изотроплығынан гравитация майданының теңлемелерин епийайыластыруы бойынша келип шығатуғын жуўмақлар.

#### 26-вариант.

1. Космология. Космология Әлемди тутасы менен изертлейтуғын физикалық илим сыпатында. Космологиялық көз-караслардың раўажланыуы. Әлемнің геоорайлық хәм гелиоорайлық системалары.

2. Гравитация майданы екінши рангалы тензор менен тәрипленетуғын тензорлық майдан сыпатында. Метрлик тензор хәм оның физикалық мәніси.

3. Абсолют қозғалыс хәм абсолют есаплау системасы хаққындағы түсиник. Бул түсиниклердің физикалық тийкарының жоқ екенлиги.

4. Гравитациялық майданның теңлемелери системасы хаққында түсиник. Бул теңлемелердің шешиминің физикалық мәніси. Метрлик тензор хәм оның кураушылары.

5. Улыұмалық салыстырмалық теориясы арнаулы салыстырмалық теориясы постулатларын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлик принципи.

#### 27-вариант.

1. Әлемнің эволюциясы. Әлемнің эволюциясының этаплары (дәуірлери). Инфляциялық космология тийкарлары.

2. Әлемнің ашық изотроп модели. Оның эволюциясы.

3. Ұақья. Ұақьяның координаталары. Ұақьяны төрт өлшемли кеңисликте тәриплеудің зәрүрлиги. Төрт өлшемли Минковский кеңислиги хәм оның координаталары. Төрт өлшемли кеңисликтеги объектлердің тезликлеринің турақлы хәм сға тең екенлиги.

4. Эйнштейн тәрәпинен гравитация майданы теңлемелерине киргизилген космологиялық турақлысы. Оның физикалық мәніси хәм хәзирги заман илиминдеги әхмийети.

5. Жақтылық тезлигинің жақтылық дерегинің қозғалыс тезлигинен ғәрезсизлиги. Усы ғәрезсизликтің экспериментте тастыйықланыуы

#### 28-вариант.

1. Әлемнің эволюциясы. Әлемнің эволюциясының этаплары (дәуірлери). Үлкен партланыу.

2. Релятивистлик объектлер (кварзарлар, қара курдымлар хәм нейтрон жулдызлар) хәм олардың массасы ямаса тығызлықлары киши болған объектлерден өзгешеликleri.

3. Фридманның стационар емес изотроплық космологиялық моделлери. Стационар хәм стационар емес Әлемлер. Эйнштейннің цилиндрлик дүньясы менен де Ситтердің сфералық дүньясы стационар дүньялардың мысалы сыпатында.

4. Кеңислик-ұақыттың псевдоевклидлик қурылысы. Минковский кеңислиги (кеңислик-ұақыты).

5. Стандарт космологияның тийкарғы теңлемелери системасының Эйнштейн теңлемеси, энергияның сақланыу нызамы хәм орталықтың хал теңлемесинен туратуғын теңлемелер системасы сыпатында. бул теңлемелер системасын шешіу жоллары.

#### 29-вариант.

1. Эйнштейн теңлемелеринің Фридман тәрәпинен табылған шешимлери. Әлемнің ашық, тегис хәм жабық моделлери. Олар арасындағы тийкарғы өзгешеликлер.

2. Гравитациялық майдан хәм гравитациялық толқынлар. Гравитациялық толқынлар дереклери.
3. Хаббл нызамы хәм Хаббл параметри. Хаббл параметриниң хәзирги ўақытлардағы мәниси бойынша Әлемниң жасын есаплаў.
4. Вакуум энергиясы. Космослық антгравитация. Вакуумның хал теңлемеси  $p = -\varepsilon$  хәм оны космологиялық мәселелерди шешиўде қолланыў.
5. Эйнштейн тәрәпинен гравитация майданы теңлемелерине киргизилген космологиялық турақлысы. Оның физикалық мәниси хәм хәзирги заман илиминдеги әҳмийети.

## 30-вариант.

1. Әлемниң бир теклиги менен изотроплығы космологиялық принцип сыпатында. Әлемниң бир теклиги менен изотроплығынан гравитация майданының теңлемелерин әпиўайыластырыў бойынша келип шығатуғын жуўмақлар.
2. Фридман моделлери (жабық, ашық хәм тегис Әлем түсиниклери).
3. Метрлик тензор хәм оның физикалық мәниси. Метрлик тензор менен кристаллардағы серпимли деформация тензоры арасындағы байланыс.
4. Галилей менен Лоренц түрлендириўлери. Галилей түрлендириўлериниң Лоренц түрлендириўлериниң киши тезликлердеги дара жағдайы сыпатында.
5. Жақтылық тезлигиниң жақтылық дерегиниң қозғалыс тезлигинен ғәрезсизлиги.

## 31-вариант.

1. Кеңисликтің Евклиддиги. Евклид кеңислигиниң геометриялық өзгешеликлери.
2. Гравитациялық майдан төрт өлшемли кеңислик-ўақыттың майысыўы сыпатында. Сол майысыўды математикалық жоллар менен тәриплеў. Метрлик тензор хәм оның физикалық мәниси.
3. Эйнштейн теңлемелериниң Фридман тәрәпинен табылған шешимлери. Әлемниң ашық, тегис хәм жабық моделлери. Олар арасындағы тийкарғы өзгешеликлер.
4. Әлемниң кеңейиўи. Хаббл нызамы. Хаббл турақлысы хәм оның мәниси. Әлемниң жасы.
5. Эфир гипотезасы хәм Майкельсон-Морли тәжирийбеси. Эфир гипотезасы менен салыстырмалық теориясы.

## 32-вариант.

1. Үрлениўши Әлем (Инфляция) модели. Әлемниң эволюциясындағы инфляция дәўири.
2. Галилей менен Лоренц түрлендириўлери. Галилей түрлендириўлериниң Лоренц түрлендириўлериниң киши тезликлердеги дара жағдайы сыпатында.
3. Классикалық гравитациялық эффектлер қатарына мына кубылысларды киргизиў қабыл етилген:
  - А. Қуяштың, басқа да аспан жақтыртқышларының (жұлдызлар, галактикалар) спектріндеги сызықлардың гравитациялық қызылға аўысыўы;
  - Б. Қуяш диски қасынан өткенде жақтылық нурларының бағытын өзгертиўи;
  - В. Меркурий планетасының перигелииниң жылжыўы.
 Бул эффектлердиң физикалық мәнисин түсиндириңиз.
4. Ұақыя. Ұақыяның координаталары. Ұақыяны төрт өлшемли кеңисликте тәриплеўдиң зәрүрлиги. Төрт өлшемли Минковский кеңислиги хәм оның координаталары. Төрт өлшемли кеңисликтеги объектлердиң тезликлериниң турақлы хәм с ға тең екенлиги.

5. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы. Орайға қарата симметриялы гравитация майданындағы материаллық нокаттың қозғалысының өзгешеликleri.

### 33-вариант.

1. Төрт өлшемлі векторлар менен төрт өлшемлі тензорлар. Салыстырмалық теориясының тензорлық математика менен байланысы.

2. Инерт масса гравитациялық масса. Олар арасындағы байланыс. Эквивалентлик принципі.

3. Улыұмалық салыстырмалық теориясы арнаұлы салыстырмалық теориясы постулатларын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлик принципі.

4. Галилей менен Эйнштейннің салыстырмалық принципери. Салыстырмалық принципі физика илиминің тийкарғы принципі сыпатында.

5. Фридманның стационар емес изотроплық космологиялық моделлери. Стационар хәм стационар емес Әлемлер. Эйнштейннің цилиндрлік дұньясы менен де Ситтердің сфералық дұньясы стационар дұньялардың мысалы сыпатында.

### 34-вариант.

1. Төрт өлшемлі тезлик. Төрт өлшемлі тезликтің өлшем бирлигинің жоқ екенлиги. Төрт өлшемлі тезлениұ. Төрт өлшемлі тезлик пенен төрт өлшемлі тезлениұдің өз-ара ортогоналлығы.

2. Гравитациялық майданның кернеұлилиги. Гравитациялық майданның кернеұлилиги денеге берилетуғын тезлениұге тең шама сыпатында.

3. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы. Радиаллық бағытлардағы материаллық нокатлардың қозғалыслары.

4. Ұақыя. Ұақыяның координаталары. Ұақыяны төрт өлшемлі кеңисликте тәриплеұдің зәрүрлиги. Төрт өлшемлі Минковский кеңислиги хәм оның координаталары.

5. Бир ұақытлылықтың салыстырмалығы. Бир ұақытлылықтың салыстырмалы екенлигин келтирип шығарыұ.

### 35-вариант.

1. Абсолют қозғалыс хәм абсолют есаплаұ системасы хәкқындағы түсиник. Бул түсиниклердің физикалық тийкарының жоқ екенлиги.

2. Салыстырмалық теориясындағы энергия менен импульс. Релятивистлик механикадағы энергия менен импульстің төрт өлшемлі вектордың кураұшылары сыпатында.

3. Улыұмалық салыстырмалық теориясы арнаұлы салыстырмалық теориясын гравитациялық кубылысларға, ал Ньютон гравитация теориясын релятивистлик кубылыслар областына улыұмаластыратуғын теория сыпатында.

4. Стандарт космологияның тийкарғы теңлемелери системасының Эйнштейн теңлемеси, энергияның сақланыұ нызамы хәм орталықтың хал теңлемесинен туратуғын теңлемелер системасы сыпатында. бул теңлемелер системасын шешиұ жоллары.

5. Галилей менен Эйнштейннің салыстырмалық принципери. Салыстырмалық принципі физика илиминің тийкарғы принципі сыпатында. Оның физикалық мәниси.

### 36-вариант.

1. Гравитациялық майдан теңлемелери. Бир текли хәм изотроп кеңислик ушын гравитациялық майдан теңлемелеринің әпиұайыласыұы.

2. Фридманның стационар емес изотроптық космологиялық моделлери. Стационар хәм стационар емес Әлемлер. Эйнштейннің цилиндрлік дүньясы менен де Ситтердің сфералық дүньясы стационар дүньялардың мысалы сыпатында.

3. Гравитациялық майдандағы материаллық ноқаттың қозғалыс теңлемесинің геодезиялық сызықлардың теңлемеси сыпатында. Материаллық ноқатлардың кеңіслик-ұақытта геодезиялық сызықлар бойынша еркін қозғалыуы.

4. Улыұмалық салыстырмалық теориясы арнаұлы салыстырмалық теориясы постулаттарын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлік принципи.

5. Ұақыя түсиниги. Оның координаталары. Ұақыяны төрт өлшемлі кеңісликте тәриплеудің зәрүрлиги. Төрт өлшемлі Минковский кеңіслиги хәм оның координаталары.

37-вариант.

1. Гравитациялық майдан хәм метрлік тензор. Метрлік тензор менен кристаллық денелердеги деформацияларды салыстырыу.

2. Улыұмалық салыстырмалық теориясы арнаұлы салыстырмалық теориясы постулаттарын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлік принципи.

3. Эйнштейн тәрәпинен гравитация майданы теңлемелерине киргизилген космологиялық турақлысы. Оның физикалық мәніси хәм хәзирги заман илиминдеги әхмийети.

4. Вакуум энергиясы. Космослық антгравитация. Вакуумның хал теңлемеси  $p = -\varepsilon$  хәм оны космологиялық мәселелерди шешиуде қолланыу.

5. Эйнштейн теңлемелеринің ноқатлық масса ушын шешими Шварцшильд метрикасы болып табылады. Усыған байланыслы Эйнштейн теңлемелеринің Шварцшильд шешимин тәриплеп бериңиз.

38-вариант.

1. Гравитациялық майданда қозғалыушы материаллық ноқаттың қозғалыс теңлемеси.

2. Классикалық гравитациялық эффектлер:

а) Гравитациялық қызылға аұысыу.

б) Гравитациялық майдандағы жақтылық нурларының бағытының өзгеріуи (соның ишинде гравитациялық фокуслау).

с) Меркурий планетасының перигелийинің аұысыуы.

Бул эффектлердің мәніслерин түсиндириңиз.

3. Галилей менен Лоренц түрлендириулері. Галилей түрлендириулеринің Лоренц түрлендириулеринің киши тезликлердеги дара жағдайы сыпатында.

4. Стандарт космологияның тийкарғы теңлемелери системасының Эйнштейн теңлемеси, энергияның сақланыу нызамы хәм орталықтың хал теңлемесинен туратуғын теңлемелер системасы сыпатында. бул теңлемелер системасын шешиу жоллары.

5. Кеңіслик-ұақыттың псевдоевклидлік қурылысы. Ұақытлық хәм кеңісликлік координаталар. Олар арасындағы өзгешеликлер.

39-вариант.

1. Сфералық симметрияға ийе болған денениң гравитациялық майданы. Шварцшильд шешими.

2. Бир ұақытлылықтың салыстырмалығы. Бир ұақытлылықтың салыстырмалы екенлигин келтирип шығарыу.

3. Тезлениў менен қозғалатуғын массалардың гравитациялық толқынларды нурландырыўы (қос жұлдызлар, Қуяш-Жер, Жер-Ай системалары). Гравитациялық толқынлар.

4. Ўақыя. Ўақыяның координаталары. Ўақыяны төрт өлшемлі кеңісликте тәриплеўдің зәрүрлиги. Төрт өлшемлі Минковский кеңіслиги хәм оның координаталары. Төрт өлшемлі кеңісликтеги объектлердің тезликлериниң турақлы хәм с ға тең екенлиги.

5. Жақтылық тезлигиниң жақтылық дерегиниң қозғалыс тезлигинен ғәрезсизлиги. Усы ғәрезсизликтің экспериментте тастыйықланыўы

#### 40-вариант.

1. Улыўмалық салыстырмалық теориясының бақланатуғын эффектлери. Қуяштың гравитациялық майданындағы жақтылық нурының бағытының өзгериси.

2. Эйнштейнниң улыўмалық салыстырмалық теориясының улыўмалық принциплери.

3. Хаббл нызамы хәм Хаббл параметри. Хаббл параметриниң хәзирги ўақытлардағы мәниси бойынша Әлемниң жасын есаплаў.

4. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы хәм усындай майдандағы материаллық ноқаттың қозғалысы.

5. Әлемниң бир теклилиги менен изотроплығы космологиялық принцип сыпатында. Әлемниң бир теклилиги менен изотроплығынан гравитация майданының теңлемелерин әпиўайыластырыў бойынша келип шығатуғын жуўмақлар.

#### 41-вариант.

1. Улыўмалық салыстырмалық теориясының бақланатуғын эффектлери. Меркурий планетасының перигелийиниң аўысыўы.

2. Вакуум энергиясы. Космослық антгравитация. Вакуумның хал теңлемеси  $p = -\varepsilon$  хәм оны космологиялық мәселелерди шешиўде қолланыў.

3. Улыўмалық салыстырмалық теориясы арнаўлы салыстырмалық теориясы постулатларын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлик принципи.

4. Салыстырмалылықтың улыўмалық принципи. Улыўмалық ковариантлық принципи.

5. Абсолют қозғалыс хәм абсолют есаплаў системасы хәққындағы түсиник. Бул түсиниклердің физикалық тийкарының жоқ екенлиги.

#### 42-вариант.

1. Улыўмалық салыстырмалық теориясының бақланатуғын эффектлери. Күшли гравитациялық майдандағы ўақыттың өтиўиниң әстелениўи.

2. Интервалдың инвариантлығы. Интервалдың инвариантлығы тийкарында денелердің геометриялық өлшемлери менен ўақыт интервалларының салыстырмалылығын дәлиллеў.

3. Кеңіслик-ўақыттың псевдоевклидлик қурылысы. Минковский кеңіслиги хәм оның координаталары.

4. Фридманның стационар емес изотроплық космологиялық моделлери. Стационар хәм стационар емес Әлемлер. Эйнштейнниң цилиндрлик дүньясы менен де Ситтердің сфералық дүньясы стационар дүньялардың мысалы сыпатында.

5. Стандарт космологияның тийкарғы теңлемелери системасының Эйнштейн теңлемеси, энергияның сақланыў нызамы хәм орталықтың хал теңлемесинен туратуғын теңлемелер системасы сыпатында. бул теңлемелер системасын шешиў жоллары.

#### 43-вариант.

1. Гравитациялық қызылға ауысуы хәм оны экспериментте баклау.
2. Әлемнің жабық изотроплық модели. бул моделдің Әлемнің ашық хәм тегис изотроплық моделлеринен айырмасы. Критикалық масса.
3. Галилей менен Лоренц түрлендириулері. Галилей түрлендириулеринің Лоренц түрлендириулеринің киши тезликлердеги дара жағдайы сыпатында.
4. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы. Бундай майданлардағы денелердің қозғалыслары.
5. Гравитациялық майданның теңлемелери системасы хаққында түсиник. Бул теңлемелердің шешиминің физикалық мәніси. Метрлик тензор хәм оның кураушылары.

## 44-вариант.

1. Гравитациялық коллапс. Қара курдымлар. Гравитациялық радиус. Қара курдымлардың эволюциясы.
2. Классикалық гравитациялық эффектлер. Гравитациялық толқынлар менен гравитациялық линзалар, тезленуіши қозғалыушы массалардың гравитациялық толқынларды нурландырыуы хәм гравитациялық фокуслау эффекти.
3. Уақыя. Уақыяның координаталары. Уақыяны төрт өлшемли кеңісликте тәриплеудің зәрүрлиги. Төрт өлшемли Минковский кеңіслиги хәм оның координаталары. Төрт өлшемли кеңісликтеги объектлердің тезликлеринің турақлы хәм с ға тең екенлиги.
4. Вакуум энергиясы. Космослық антгравитация. Вакуумның хал теңлемеси  $p = -\varepsilon$  хәм оны космологиялық мәселелерди шешіуде қолланыу.
5. Әлемнің бир теклиги менен изотроплығы космологиялық принцип сыпатында. Әлемнің бир теклиги менен изотроплығынан гравитация майданының теңлемелерин әпиуайыластырыу бойынша келип шығатуғын жуумақлар.

## 45-вариант.

1. Космология. Космология Әлемди тутасы менен изертлейтуғын физикалық илим сыпатында. Космологиялық көз-караслардың рауажланыуы. Әлемнің геоорайлық хәм гелиоорайлық системалары.
2. Гравитация майданы екинши рангалы тензор менен тәрипленетуғын тензорлық майдан сыпатында. Метрлик тензор хәм оның физикалық мәніси.
3. Абсолют қозғалыс хәм абсолют есаплау системасы хаққындағы түсиник. Бул түсиниклердің физикалық тийкарының жоқ екенлиги.
4. Гравитациялық майданның теңлемелери системасы хаққында түсиник. Бул теңлемелердің шешиминің физикалық мәніси. Метрлик тензор хәм оның кураушылары.
5. Улыұмалық салыстырмалық теориясы арнаулы салыстырмалық теориясы постулатларын қанаатландыратуғын гравитация теориясы сыпатында. Эквивалентлик принципи.

## 46-вариант.

1. Әлемнің эволюциясы. Әлемнің эволюциясының этаплары (дәуірлері). Инфляциялық космология тийкарлары.
2. Әлемнің ашық изотроп модели. Оның эволюциясы.
3. Уақыя. Уақыяның координаталары. Уақыяны төрт өлшемли кеңісликте тәриплеудің зәрүрлиги. Төрт өлшемли Минковский кеңіслиги хәм оның координаталары. Төрт өлшемли кеңісликтеги объектлердің тезликлеринің турақлы хәм с ға тең екенлиги.

4. Эйнштейн тәрәпинен гравитация майданы теңлемелерине киргизилген космологиялық турақлысы. Оның физикалық мәніси хәм хәзирги заман илиминдеги әҳмийети.

5. Жақтылық тезлигиниң жақтылық дерегиниң қозғалыс тезлигинен ғәрезсизлиги. Усы ғәрезсизликтің экспериментте тастыйықланыўы

#### 47-вариант.

1. Әлемниң эволюциясы. Әлемниң эволюциясының этаплары (дәўирлери). Үлкен партланыў.

2. Релятивистлик объектлер (квазарлар, кара курдымлар хәм нейтрон жулдызлар) хәм олардың массасы ямаса тығызлықлары киши болған объектлерден өзгешеликлери.

3. Фридманның стационар емес изотроплық космологиялық моделлери. Стационар хәм стационар емес Әлемлер. Эйнштейнниң цилиндрлик дүньясы менен де Ситтердиң сфералық дүньясы стационар дүньялардың мысалы сыпатында.

4. Кеңислик-ўақыттың псевдоевклидлик қурылысы. Минковский кеңислиги (кеңислик-ўақыты).

5. Стандарт космологияның тийкарғы теңлемелери системасының Эйнштейн теңлемеси, энергияның сақланыў нызамы хәм орталықтың хал теңлемесинен туратуғын теңлемелер системасы сыпатында. Бул теңлемелер системасын шешиў жоллары.

#### 48-вариант.

1. Ньютонның пүткил дүньялық тартылыс нызамы хәм оның шекленгенликлери.

2. Улыўмалық салыстырмалық теориясының тийкарғы принципи болған қәлеген инерциаллық емес есаплаў системасының базы бир гравитациялық майданға эквивалент екенлигин айкын мысалларда дәлиллеў.

3. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы.

4. Жақтылық тезлигиниң жақтылық дерегиниң қозғалыс тезлигинен ғәрезсизлиги. Усы ғәрезсизликтің экспериментте тастыйықланыўы

5. Кеңислик-ўақыттың псевдоевклидлик қурылысы. Минковскийдиң төрт өлшемли кеңислиги (кеңислик-ўақыты).

#### 49-вариант.

1. Гравитациялық тәсирлесіўди геометрияластырыў. Улыўмалық салыстырмалық теориясындағы тартылыс майданы (гравитация) кеңислик-ўақыттың майысыўы сыпатында.

2. Галилей менен Лоренц түрлендириўлери. Галилей түрлендириўлериниң Лоренц түрлендириўлериниң киши тезликлердеги дара жағдайы сыпатында.

3. Салыстырмалықтың улыўмалық принципиниң мәніси физиканың барлық нызамлары қәлеген есаплаў системасында бирдей формаға ийе болыўында. Бул тастыйықлаўды қалайынша түсиндириўге болады?

4. Бир ўақытлылықтың салыстырмалығы. Бир ўақытлылықтың салыстырмалы екенлигин келтирип шығарыў.

5. Орайға қарата симметриялы гравитация майданы.

#### 50-вариант.

1. Улыўмалық салыстырмалық теориясы тийкарында жататуғын гипотезалар. Эквивалентлик принципи.



2. Улыўмалық салыстырмалық теориясындағы гравитациялық майданның теңлемеси кеңіслік-ұақыттың метрикасын анықлайтуғын теңлемелердің мәнісі хәм олардың Эйнштейннің теңлемелері екенлігі.

3. Эйнштейн тәрәпинен гравитация майданы теңлемелеріне киргизілген космологиялық турақлысы. Оның физикалық мәнісі хәм хәзирги заман илиминдегі әхмийеті.

4. Әлемнің бир теклилігі менен изотроплығы космологиялық принцип сыпатында. Әлемнің бир теклилігі менен изотроплығынан гравитация майданының теңлемелерін әпиұайыластырыу бойынша келип шығатуғын жуўмақлар.

5. Хаббл нызамы хәм Хаббл параметри. Хаббл параметринің хәзирги ұақытлардағы мәнісі бойынша Әлемнің жасын есаплау.

## Мазмуны

Кирисиу.

§ 1. Классикалық физикадағы кеңіслік хәм ұақыт машқалалары.

§ 2. Есаплау системасының тезлениуши илгерилемели қозғалысындағы инерция күшлері.

§ 3. Есаплау системасы ықтыярлы түрде тезленетуғын жағдайдағы инерция күшлері.

§ 4. Жерге салыстырғанда оның айланыуын есапқа алғандағы қозғалыс.

§ 5. Инерт хәм гравитациялық массалардың өз-ара тең екенлігі.

§ 6. Эквивалентлік принципі.

§ 7. Гравитациялық майдандағы жақтылық нурының бағытының өзгеріуі.

§ 8. Гравитациялық майдан арқалы өткенде жақтылықтың жийилигинің өзгеріуі.

§ 9. Кеңіслік-ұақыттың қыйсықлығы.

§ 10. Саатлардың жүриуінің гравитация майданындағы әстелениуі.

§ 11. Евклидлік хәм Евклидлік емес кеңісліклер. Гаусс координаталары.

§ 12. Геодезиялық сызықлар хәм қыйсықлық.

§ 13. Жердің кеңіслік-ұақытындағы қыйсықлық.

§ 14. Улыўмалық салыстырмалылық теориясының геометриялық характери.

§ 15. Бөлекшениң гравитация майданындағы қозғалысы.

§ 16. Алма ҳаққындағы тымсал.

§ 17. Улыўмалық салыстырмалық теориясындағы егизеклер парадоксы.

§ 18. Улыўмалық салыстырмалылық теориясын экспериментте тексеріу.

§ 19. Әлемнің қурылысы хәм қәсийетлері.

§ 20. Эйнштейн-Фридман бойынша космологиялық кеңейіудің динамикасы.

§ 21. Кеңіслік-ұақыттың квант флукуациялары.

Базы бир жуўмақлар.

Пайдаланылған әдебиятлар дизими.

## Кирисиу

Улыўмалық салыстырмалылық теориясы (УСТ) – тартылысты (гравитацияны) төрт өлшемлі кеңіслік-ұақыттың қыйсықлығы менен байланыстыратуғын хәзирги заман тартылыс теориясы болып табылады.

Өзинің классикалық вариантында тартылыс теориясы XVII әсирдің екінші ярымында Исаак Ньютон тәрәпинен дәрәтилди хәм хәзирги ұақытларға шекем адамзатқа хызмет етип қиятыр. Бул теория хәзирги заман астрономиясының, астрофизикасының, космонавтикасының көпшилик мәселелерін шешіу үшін толық жарамлы. Бирақ соған қарамастан оның ишки кемшилигі Ньютонның өзине де белгили еди. Бул теория узақтың

тәсир ететуғын теория болып табылады хәм онда бир денениң екінши денеге гравитациялық тәсири кешигиўсиз бир заматта бериледи. Кулон ызыамының Максвелл электродинамикасына қандай қатнасы болса, Ньютонның гравитация теориясы да улыўмалық салыстырмалылық теориясы менен сондай қатнаста. Дж.К. Максвелге электродинамикадан узақтан тәсирлесіўди алып таслаўға сәти түсти. Ал гравитацияда болса буны Альберт Эйнштейн орынлады.

1905-жылы А.Эйнштейн дара салыстырмалылық теориясын дәретти (Орыс тилиндеги «Специальная теория относительности» сөзиниң орнына қарақалпақ тилинеги «Дара салыстырмалылық теориясы» деген атты қолланамыз. Себеби теорияны дәреткен А.Эйнштейнниң өзи «специальная – арнаўлы» сөзин қолланбаған. «Дара салыстырмалылық теориясы» деген ат өзиниң мәнисине толық жуўап береді). Усының менен бирге классикалық электродинамиканың раўажланыўын идеялық жақтан жуўмақлады. А.Эйнштейнниң алдында Х.А.Лоренц пенен Ж.А.Пуанкарениң жумысларында дара салыстырмалылық теориясының көплеген элементлери бар еди. Бирақ жоқары тезликлердеги физиканың тутас картинасы тек Альберт Эйнштейнниң жумысында дәретилди.

Дара салыстырмалылық теориясын дәретпей, классикалық электродинамиканың структурасын терең түсинбей, кеңислик-ўақыттың бирлигин санаға сиңдирмей турып ҳәзирги заман гравитация теориясын дәретиў хәм уғыў мүмкин емес. Улыўмалық салыстырмалылық теориясы ушын математиканың тутқан орны уллы. Оның аппараты болған тензорлық анализ ямаса абсолют дифференциал есаплаў Г.Риччи хәм Т.Леви-Чивита тәрәпинен раўажландырылды.

Улыўмалық салыстырмалылық теориясы физикалық теория болып табылады. Оның тийкарында анық физикалық принцип (эквивалентлик принципи), экспериментлерде тастыйықланған анық фактлер жатады.

Эйнштейнниң салыстырмалықтың улыўмалық принципи (улыўмалық салыстырмалық теориясы) бойынша ең биринши жумысы ретинде 1914-жылы Берлин Илимлер Академиясының протоколларында пайда болған „*Pie formale GrundSagen der allgemeiner Relativitatstheorie*“) (Улыўмалық салыстырмалық теориясының формал тийкарлары) (Berlin. Sitzungsberiehte der Preussischen Akademie der Wissenscften. 1914. T. XLI) жумысын қабыл етиў керек. Бир қанша дүзетиўлер қосымшалар киргизилген бул жумыс 1916-жылы *Annalen d.Physik* журналында жарық көрди. Мақаланың оттисклери сатыўға тарқатылды. Усының салдарынан Эйнштейнниң жумысы көпшиликке белгили болды. 1915-1916 жыллары Лейденде салыстырмалылық теориясы бойынша лекциялар оқыған Lorentz бул теорияны «Эйнштейнниң тартылыс теориясы», математик Hubert 1915-1916 жыллары жарық көрген мақалаларын «*Die Grundlagen der Physik*» (Физика тийкарлары), ал математик Weyl 1918-жылы шыққан хәм бул теорияға бағышлаған кітабын „*Raum, Zeit, Malerie*“ (Кеңислик, ўақыт, материя) деп атады. Усы атлардың өзи Эйнштейн тәрәпинен дәретилген теорияның барлық физиканы қамтыйтуғынлығын көрсетеди, ал бундай теорияның үлкен қызығыўшылықты пайда етпейи мүмкин емес. Сонлықтан бул теория пайда болыўдан оның менен Lorentz, Hubert, Weyl усаған атақлы физиклер менен математиклер шуғыллана баслады. Бирақ теорияны белгили бир дәрежеде толық хәм тийкарлы етип баянлаў физиклер ушын үлкен қыйыншылық пайда ететуғын жүдә қурамалы математикалық аппаратты талап етеди. Бул теорияны көпшилиқ ушын баянлаў оның қаншама жақсы жазылғанлығына қарамастан түсиниксиз, дәл емес, думан тәризли образларды ғана бере алады.

## **§ 1. Классикалық физикадағы кеңислик хәм ўақыт машқалалары**

Эйнштейннің гравитация теориясы<sup>1</sup> усы дәуірге шекем дөретілген теориялардың ишіндегі ең сулыұ хәм математикалық жақтан жүдә қурамалы теория болып табылады. 1915-жылы толық дөретилип болыуына карамастан бул теория 1960-жылларға шекем көплеген физиклер тәрәпинен итибарға алынбады<sup>2</sup>. Бирақ илимде, әсиресе астрономия менен астрофизикада, элементар бөлекшелер физикасында ашылған жаңалықлар Эйнштейннің теориясына болған физиканың хәр қыйлы тараулары бойынша ислеп атырған илимпазлардың қызығыушылықтарын арттырды хәм соған сәйкес бул бойынша орынланған илим-изертлеу жұмыстарының санын көбейтип жиберди.

Ең әхмийетли мәселе улыұмалық салыстырмалылық теориясының тийкарғы мәнисин, оның беретуғын нәтийжелерин көпшилик физиклерге түсиндириу машқаласы пайда болды. Бул бағдарда исленген ең әхмийетли жұмыс Л.Д.Ландау менен Е.М.Лифшицтиң көп томлық «Теориялық физика» китабының II томы болған «Майданлар теориясы» китабы (ең дәслепки басылыуы 1937-жылы әмелге асырылды) болып табылды. Бул китап бизиң әсиримизге шекем көп санлы қайтадан басылыуларға миясар болды (мысалы 1963-жылы алтыншы, ал 2001-жылы сегизинши рет баспадан шықты).

Улыұмалық салыстырмалылық теориясы, оның теңлемелерин келтирип шығаруы менен теңлемелериниң дәл шешимлерин есаплау, теңлемелерди айқын мәселелерди шешіуіге қолланыу бойынша көп санлы китаптар да жарық көрди. Олардың айырымларының дизими питкеріу қәнигелик жұмысының ақырында берилген.

Internet тиң пайда болыуы салыстырмалылық теориясының<sup>3</sup> кең түрде үгит-нәсиятланыуына алып келди. Көп санлы арнаулы сайттар пайда болды. Олардан төмендегилерди атап өтеміз (толық дизим питкеріу жұмысының ақырында):

<http://marxists.nigilist.ru/reference/archive/einstein/works/1910s/relative/index.htm>

<http://marxists.nigilist.ru/reference/archive/einstein/index.htm>

<http://www.theeinsteinfile.com/>

<http://www-groups.dcs.st-and.ac.uk/%7Ehistory/References/Einstein.html>

[http://www.thegreatvoid.net/Special\\_Interests/Space\\_Time/General\\_reletivity.htm](http://www.thegreatvoid.net/Special_Interests/Space_Time/General_reletivity.htm)

[http://www.alberteinstein.info/finding\\_aid/](http://www.alberteinstein.info/finding_aid/)

<http://www.albert-einstein.org/>

<http://www.albert-einstein.com/>

[http://asf.ur.ru/Web\\_pilot/news\\_p.htm](http://asf.ur.ru/Web_pilot/news_p.htm)

[http://www-groups.dcs.st-and.ac.uk/~history/HistTopics/General\\_relativity.html](http://www-groups.dcs.st-and.ac.uk/~history/HistTopics/General_relativity.html)

Internet те улыұмалық салыстырмалық теориясына арналған илимий, көпшиликке арналған материаллардың санының көбейуі менен бирге бул теорияны түсиндириуде қәтеликке жол қоятуғын авторлардың мақалалары да, хәтте улыұмалық салыстырмалылық теориясының дурыслығына гүмән пайда ететуғын материаллар да көбеймекте (Мысалы В.М.Мясниковтың «Теория относительности, новые подходы, новые идеи» мақаласы, <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/7744.html>). Соның менен бирге қурамалы теорияны қурамалы математикалық аппаратты қолланып түсиндириу көплеген авторлар ушын кең терқалған дәстүрге айланбақта (мысалы С.Н.Вергелес. Лекции по теории гравитации. Учебное пособие. М.: МФТИ, 2001. – 428 с.).

<sup>1</sup> «Эйнштейннің гравитация теориясы» хәм «Улыұмалық салыстырмалылық теориясы» сөзлери бир мәнисти аңлатады хәм питкеріу жұмысы текстинде екеуі де бирдей мәнисте қолланылады.

<sup>2</sup> 1960-жылларға шекем үлкен рауажланыуға ерискен «қатты денелер физикасы», «Физикалық электроника», «Конденсацияланған хал физикасы» сыяқлы физиканың тарауларында хәзирги күнлерге шекем улыұмалық салыстырмалылық теориясының принциптери ямаса жуұмақтары, соның менен бирге математикалық аппараты пүткіллей қолланылмайды. Бул жағдай өз гезегинде улыұмалық салыстырмалық теориясына итибардың төмен болыуына үлес косты (бул сөзлердиң дурыслығы хаққында «Успехи физических наук» журналының 1918-жылдан баслап шыққан номерлериниң мазмунына қарап билиуіге болады, адреси <http://www.ufn.ru/archive/russian/Index.html>).

<sup>3</sup> Егер «салыстырмалылық теориясының» сөзлери алдында «дара» ямаса «улыұма» деген сөзлер жазылмаса улыұмалық салыстырмалылық теориясын түсиниу керек.

Жоқарыда айтылғанларға байланысты Эйнштейннің гравитация теориясын ең әпийәйи жоллар менен түсиндириўди әмелге асырыў усы ўақытларға шекемги әхмийетли мәселелердиң бир болып киятыр.

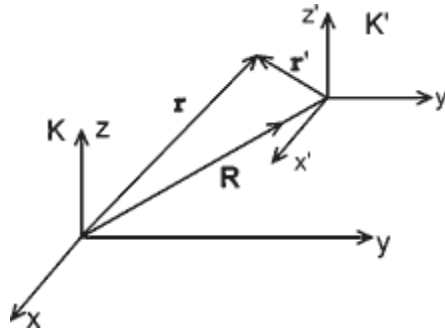
## § 2. Есаплаў системасының тезлениўши илгерилемели қозғалысындағы инерция күшлери

Материаллық ноқат инерциал есаплаў системасында қозғалғанда Ньютонның II ызамамы мына түрге ийе болады

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F} \quad (1)$$

Бул аңлатпадағы  $\mathbf{r}$  ноқаттың радиус-векторы,  $m$  арқалы масса белгиленген.

Енди усы қозғалыстың инерциал емес есаплаў системасында қандай болатуғынлығын қараймыз.  $K'$  инерциал емес есаплаў системасының  $K$  инерциал есаплаў системасына салыстырғандағы қозғалысын қараўдан баслаймыз (1-сүүретт қараңыз). Бундай жағдайда  $K'$  есаплаў системасының координата көшерлериниң бағытлары өзгермейди деп есаплаймыз.



1-сүүрет. Инерциал  $K$  ҳәм инерциал емес  $K'$  есаплаў системалары.

Мейли  $\mathbf{R}$  радиус-векторы  $K$  есаплаў системасына салыстырғандағы  $K'$  есаплаў системасының координата басын тәриплейтуғын болсын. Енди  $\mathbf{r}'$  арқалы  $K'$  есаплаў системасындағы ноқаттың радиус-векторын, ал  $\mathbf{r}$  сол ноқаттың  $K$  системасындағы радиус-векторы белгиленген болсын.

$$\mathbf{r} = \mathbf{R} + \mathbf{r}' \quad (2)$$

екенлиги түсиникли. Буннан

$$\dot{\mathbf{r}} = \dot{\mathbf{R}} + \dot{\mathbf{r}}' \quad \text{хәм} \quad \ddot{\mathbf{r}} = \ddot{\mathbf{R}} + \ddot{\mathbf{r}}' \quad (3)$$

теңдиклери келип шығады. Егер  $\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{a}$  (материаллық ноқаттың  $K$  есаплаў системасындағы тезлениўи),  $\ddot{\mathbf{r}}' = \mathbf{a}'$  (материаллық ноқаттың  $K'$  есаплаў системасындағы тезлениўи) ҳәм  $\ddot{\mathbf{R}} = \mathbf{W}$  ( $K'$  есаплаў системасының  $K$  есаплаў системасына салыстырғандағы илгерилемеўи тезлениўи) деп белгилесек усы тезлениўлер арасындағы байланысларды аламыз

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}' + \mathbf{W}. \quad (4)$$

Солай етип илгерилемели қозғалыста ( $K$  системасына салыстырғанда  $K'$  есаплаў системасының бағытлары өзгермейди) мынаған ийе боламыз:

$$m\mathbf{a} = m(\mathbf{a}' + \mathbf{W}) = \mathbf{F}. \quad (5)$$

Усылардың нәтижесінде  $K'$  есаплай системасындағы қозғалыс нызамын аламыз:

$$m\mathbf{a}' = -m\mathbf{W} + \mathbf{F}. \quad (6)$$

Бұл жерде биз системаның илгерилемели тезленіуіші қозғалысынан бөлекшениң қозғалыс теңлемесіне тәсири мәнісінде бір текли күш майданының пайда болатуғынлығын көреміз. Соның менен бирге усы майданда тәсир ететуғын күш бөлекшениң массасы менен  $\mathbf{W}$  тезленіуінің көбеймесіне тең хәм усы теңлемеге қарама-қарсы бағытқа қарай бағытланған.

### § 3. Есаплай системасы ықтыярлы түрде тезленетуғын жағдайдағы инерция күшлери

Енди  $K'$  есаплай системасы  $K$  есаплай системасына салыстырғанда  $\Omega(t)$  мүйешлик тезлиги менен айланатуғында болсын. Бұл жағдайда да

$$\mathbf{r} = \mathbf{R} + \mathbf{r}' \quad (7)$$

хәм

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{d\mathbf{R}}{dt} + \frac{d\mathbf{r}'}{dt}. \quad (8)$$

Егер  $\mathbf{r}'$  радиус-векторы  $K'$  системасына салыстырғанда өзгериссиз қалатуғын болса (яғный ол система менен бирге айланатуғын болса)  $K$  есаплай системасындағы оның тезлиги мынаған тең:

$$\frac{d\mathbf{r}'}{dt} = [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}']. \quad (9)$$

Егер  $\mathbf{r}'$  радиус-векторы  $K'$  системасына салыстырғанда өзгеретуғын болса, онда  $[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}']$  ағзасына оның өзгеріуі тезлигин қосыу керек болады:

$$\frac{d\mathbf{r}'}{dt} = \frac{d'\mathbf{r}'}{dt} + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}'] \equiv \mathbf{v}' + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}']. \quad (10)$$

Бұл аңлатпада  $\mathbf{v}' \equiv d'\mathbf{r}'/dt$  арқалы айланыушы  $K'$  есаплай системасындағы ноқаттың тезлиги.

Енди екінші тууындыны, яғный тезленіуді табамыз

$$\frac{d^2\mathbf{r}'}{dt^2} = \frac{d\mathbf{v}'}{dt} + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}'] + [\boldsymbol{\Omega} \times \frac{d\mathbf{r}'}{dt}]. \quad (11)$$

Усындай талқылауларды дауам етсек

$$\frac{d\mathbf{v}'}{dt} = \frac{d'\mathbf{v}'}{dt} + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}'] = \mathbf{a}' + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}']. \quad (12)$$

Бул жерде  $\mathbf{a}' \equiv d'\mathbf{v}'/dt$  арқалы  $K'$  есаплау системасындағы нокаттың тезлениуі. (11) ге (10) дағы  $d\mathbf{r}'/dt$  хэм (12) ден  $d\mathbf{v}'/dt$  шамаларын қойып аламыз

$$\begin{aligned} \frac{d^2\mathbf{r}'}{dt^2} &= \mathbf{a}' + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}'] + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}'] + [\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{v}' + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}'])] = \\ &= \mathbf{a}' + 2[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}'] + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}'] + [\boldsymbol{\Omega} \times [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}']]. \end{aligned} \quad (13)$$

Жуўмағында

$$\mathbf{a} = \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2} + \frac{d^2\mathbf{r}'}{dt^2} = \mathbf{W} + \frac{d^2\mathbf{r}'}{dt^2} \quad (14)$$

ямаса (13) ти пайдаланып аламыз

$$\mathbf{a} = \mathbf{W} + \mathbf{a}' = \mathbf{W} + \mathbf{a}' + 2[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}'] + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}'] + [\boldsymbol{\Omega} \times [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}']]. \quad (15)$$

Бул аңлатпаны Ньютонның II нызамына қойсақ мына аңлатпаны аламыз

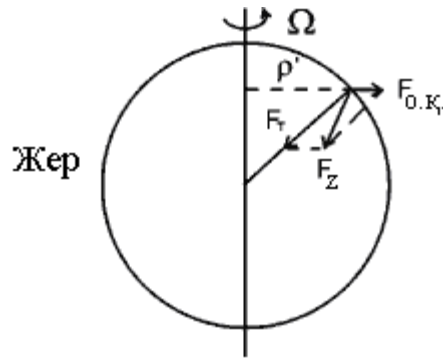
$$m\mathbf{a}' = \mathbf{F} - m\mathbf{W} + 2m[\mathbf{v}' \times \boldsymbol{\Omega}] + m[\mathbf{r}' \times \boldsymbol{\Omega}] + m[\boldsymbol{\Omega} \times [\mathbf{r}' \times \boldsymbol{\Omega}]]. \quad (16)$$

Бул аңлатпада есаплау системасының айланыуына байланысly пайда болатуғын «инерция күшиниң» үш бөлимнен қосылатуғынлығын көремиз.  $m[\mathbf{r}' \times \boldsymbol{\Omega}]$  күши айланыудың бир текли емеслигине байланысly, ал қалған екеуи тең өлшеули қозғалыста да қатнасады.  $2m[\mathbf{v}' \times \boldsymbol{\Omega}]$  күши **Кориолис** күши деп аталады хэм бул күш бөлекшениң тезлигинен ғәрезли емес. Ал  $m[\boldsymbol{\Omega} \times [\mathbf{r}' \times \boldsymbol{\Omega}]]$  күши орайдан қашыушы күш деп аталады. Бул күш  $\mathbf{r}'$  хэм  $\boldsymbol{\Omega}$  арқалы өтетуғын тегислик арқалы өтеди хэм айланыу көшерине перпендикуляр (яғнй  $\boldsymbol{\Omega}$  ге перпендикуляр) хэм бағыты айланыу көшеринен кери қарай бағытланған. Шамасы бойынша орайдан қашыушы күш  $m\rho'\Omega^2$  ге тең ( $\rho'$  арқалы нокаттың айланыу көшеринен қашықлығы белгиленген).

#### § 4. Жерге салыстырғанда оның айланыуын есапқа алғандағы қозғалыс

Жер бизиң ушын аңсат «қол жететуғын» инерциал емес есаплау системасы болып табылады. Экватордағы нокаттың орайғы умтылыушы тезлениуі  $a_{o,y} \approx 3,4 \text{ см/сек}^2$ . Жердиң Куяштың дөгерегиндеги айланыуындағы тезлениуі шама менен  $0,6 \text{ см/сек}^2$  (яғнй бир тәртипке кем). Сонлықтан Жердиң инерциал емес екенлигиниң бас себеби оның өзиниң меншикли көшериниң дөгерегинде айланыуы болып табылады.

Орайдан қашыушы күштиң тәсирин есапқа алыу жүдә аңсат.



2-сүүрет. Орайдан қашыўшы күш.

2-сүүретке сәйкес Жердиң бетинде денеге тәсир етиўши күшлердиң қосындысы салмақ күши менен орайдан қашыўшы күштиң қосындысы болып табылады

$$\mathbf{F}_\Sigma = \mathbf{F}_T + \mathbf{F}_{0.k.} \quad (17)$$

Егер Жердиң формасы дәл сфералық болғанда (Затлар Жерде сфералық симметриялы тарқалған болғанда), онда орайдан қашыўшы күшти есапқа алмағанда массасы  $m$  болған денеге тәсир етиўши күш  $\mathbf{F}_T$  Жердиң орайына қарай бағытланған болар еди. Орайдан қашыўшы күш қосынды  $\mathbf{F}_\Sigma$  күшиниң бағытының орайға қарай бағыттан аўытқыўына алып келеди.  $F_{0.k.} \propto \rho'$  болғанлықтан экваторда  $\rho' = R_3$  хәм өзиниң максимал мәнисине тең, ал полюста болса  $\rho' = 0^4$ . Демек еркин түсиў тезлениўи полюсте экваторға қарағанда үлкенирек болады:

$$g_{\text{полюс}} \approx 983,2 \text{ см/сек}^2, \quad g_{\text{экватор}} \approx 978 \text{ см/сек}^2. \quad (18)$$

Сонлықтан денениң экватордағы салмағы полюстеги салмағынан үлкен болады (пружиналы тәрези жәрдемінде өлшенгенде). Усы эффект пенен (денениң салмағының өзгериўи менен) орайдан қашыўшы күшлердиң тәсири тамам болады.

Кориолис күшлериниң көриниўи қызығырақ. Бундай күшлер дене Жерге салыстырғанда қозғалса ғана пайда болады. Кориолис күшлери тәжирийбеде бақланатуғын төмендегидей эффектлерге алып келеди:

- Еркин түсиўши денениң вертикалдан шығыс тәрепке қарай аўысыўы.
- Маятниктиң тербелиў тегислигиниң бурылыўы (Фуко маятниги).
- 

Усы эффектлердиң бириншисин қарайық. Қозғалыс теңлемесин мына түрде жазамыз:

$$m\mathbf{a} = m\mathbf{g} + 2m[\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}]. \quad (19)$$

Бул аңлатпада  $\mathbf{a} = \dot{\mathbf{v}}$  (биз  $\mathbf{a}$  хәм  $\mathbf{v}$  векторларының штрихларын жазбадық). Массаға қыскартып мынаны аламыз:

$$\dot{\mathbf{v}} = \mathbf{g} + 2[\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}]. \quad (20)$$

Енди бул теңлемени избе-из жақынласыўлар менен шешемиз (себеби Кориолис күшиниң шамасы салмақ күшинен киши). Тезлик  $\mathbf{v}$  ны былай жазамыз:

<sup>4</sup>  $\propto$  белгиси туўры пропорционаллықты аңлатады.

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2. \quad (21)$$

Бул аңлатпадағы  $\mathbf{v}_1$  теңлемениң шешими болып табылады

$$\dot{\mathbf{v}}_1 = \mathbf{g}. \quad (22)$$

Теңлемени интегралласақ

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{g}t + \mathbf{v}_0. \quad (23)$$

Бул жерде  $\mathbf{v}_0$  басланғыш тезлик. Буннан кейин  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2$  қосындысын (20) қозғалыс теңлемесине қойсақ  $\mathbf{v}_2$  ушын теңleme аламыз:

$$\dot{\mathbf{v}}_1 + \dot{\mathbf{v}}_2 = \mathbf{g} + 2[\mathbf{v}_1 \times \boldsymbol{\Omega}] + 2[\mathbf{v}_2 \times \boldsymbol{\Omega}]. \quad (24)$$

(22) ни итибарға алсақ хәм (24) тиң оң тәрeпиндеги кейинги киши қосындыны есапқа алмағанда

$$\mathbf{v}_2 = 2[\mathbf{v}_1 \times \boldsymbol{\Omega}] = 2t[\mathbf{g} \times \boldsymbol{\Omega}] + 2[\mathbf{v}_0 \times \boldsymbol{\Omega}]. \quad (25)$$

Бул теңлемени  $\mathbf{v}_2(0) = 0$  басланғыш шәрти менен интегралласақ хәм (21) ге қойсақ, оннан кейин және бир рет интеграллап мынаны аламыз:

$$\mathbf{r} = \mathbf{h} + \mathbf{v}_0 t + \frac{\mathbf{g}t^2}{2} + \frac{1}{3}t^3[\mathbf{g} \times \boldsymbol{\Omega}] + t^2[\mathbf{v}_0 \times \boldsymbol{\Omega}]. \quad (26)$$

Бул аңлатпадағы  $\mathbf{h} = \mathbf{r}(0)$  денениң дәслепки турған орны. (26)-теңлемениң оң тәрeпиндеги биринши үш қосылыўшы Жердиң салмақ майданыдағы денениң қозғалыснының белгили нәтийжесин береди (Жердиң айланыўын есапқа алмаған халда). Кейинги еки қосылыўшы Жердиң айланыўының тәсирин тәриплейди. Егер  $\mathbf{v}_0 = 0$  болса (тынышлықтағы халдан еркин түсий) 4-ағза изленип атырған аўысыўды береди. Оның шамасы түсий ўақтының кубына пропорционал хәм шығысқа қарай бағытланған.

### § 5. Инерт хәм гравитациялық массалардың өз-ара тең екенлиги

Денениң массасын усы денеге А күши тәсир еткен жағдайда алатуғын а тезлениўин өлшеў аркалы анықланады:

$$M_{\text{ин}} = \frac{F}{a}. \quad (27)$$

Усындай жоллар менен анықланатуғын  $M_{\text{ин}}$  массасын инерт масса деп атайды.

Денениң массасын оның басқа денеге (мысалы Жерге) тартылыў күшин өлшеў менен де анықланады:

$$\frac{GM_{\text{Жер}}M_{\text{гр}}}{R_{\text{Жер}}^2} = F. \quad (28)$$



Усындай жоллар менен анықланатуғын  $M_{гр}$  массасын гравитациялық масса деп атайды. (28)-формулада  $M_{жер}$  арқалы Жердің массасы, ал  $R_{жер}$  арқалы оның радиусы белгиленген.

Барлық денелердің инерт массасының өлшеулер дәллігінде олардың гравитациялық массаларына пропорционаллығы оғада әхмийетли<sup>5</sup>. Усы айтылғанды тексерип көриўдің ең әпиўайы усылы барлық денелердің бирдей тезлениў менен еркин түсиўин анықлаў менен байланыслы. Жердің бетине жақын бийикликтен түсиўши дене ушын

$$M_{ин}(1)a(1) = \frac{GM_{жер}M_{ep}(1)}{R_{жер}^3}. \quad (29)$$

Тап сол сыяқлы екинши дене ушын

$$M_{ин}(2)a(2) = \frac{GM_{жер}M_{ep}(2)}{R_{жер}^3}. \quad (30)$$

Бир теңдикти екинши теңликке бөлип, табамыз

$$\frac{M_{ин}(1)a(1)}{M_{ин}(2)a(2)} = \frac{M_{ep}(1)}{M_{ep}(2)}. \quad (31)$$

ямаса

$$\frac{M_{ин}(1)}{M_{ep}(1)} = \frac{M_{ин}(2)a(2)}{M_{ep}(2)a(1)}. \quad (32)$$

Тәжирийбе вакуумде барлық денелердің бирдей тезлениў менен түсетуғынлығын көрсетеди. Сонлықтан өлшеулер дәллігінде мынаны аламыз:

$$A(2) = a(1) . \quad (33)$$

Буннан мынаған ийе боламыз:

$$\frac{M_{ин}(1)}{M_{ep}(1)} = \frac{M_{ин}(2)}{M_{ep}(2)}. \quad (34)$$

яғный барлық денелер ушын инерт хәм гравитациялық массалардың катнастары бирдей болады екен. Биз гравитация турақлысы  $G$  ның мәнисин сайлап алыў арқалы бул қатнасты 1 ге тең болатуғындай етип ала аламыз.

Инерт хәм гравитациялық массалардың тең екенлигин ең бириншилерден болып өлшеген Ньютонның өзи болып табылады (оның маятниклер менен ислеген классикалық тәжирийбелери). Бирдей узынлықтағы хәм ушларына бирдей салмақтағы жүклер илинген маятниклер бирдей тербелиў дәўирлерине ийе болған. Бул инерт хәм гравитациялық массалардың теңлигинен дерек береді.

<sup>5</sup> Инерт хәм гравитациялық массалардың теңлиги  $10^{-12}$  дәллігінде анықланған.

Тезлениудің массадан ғәрезсизлигинің фундаменталлық физикалық әхмийети менен бир қатар оның әмелий әхмийети үлкен. Мысалы космос кораблдеріндегі салмақсызлық оның нәтижелеринің бири болып табылады. Инерт хәм гравитациялық массалары арасында айырма болғнада космослық ушыўлар мүмкин болмаған болар еди. Кораблдің хәр қыйлы бөлимлери хәр қыйлы тезлениўлер алған болар еди хәм соның салдарынан кернеўлер, салмақ түсиўлер пайда болады.

### § 6. Эквивалентлик принципі<sup>6</sup>

Солай етип биз гравитациялық майданлардың (ямаса салмақ майданларының) төмендегидей тийкарғы қәсийетинің бар екенлиги хаққындағы фундаменталлық жуўмаққа келемиз:

**Барлық денелер массаларынан ғәрезсиз гравитация майданында бирдей болып қозғалады (бирдей басланғыш шәртлер орын алғанда).**

Мысалы Жердің салмақ майданында еркин түсиў нызамы барлық денелер ушын (олардың массаларынан ғәрезсиз) бирдей. Барлық денелер Жерге қарай бирдей тезлениў алады.

Гравитациялық майданлардың усындай қәсийети гравитация майданындағы денелердің қозғалысы хәм қандай да бир сыртқы майданда турмаған, бирақ инерциал емес есаплаў системасы көз-қарасында қарағанда денелердің қозғалыслары арасындағы әхмийетли уқаслықты табыўға мүмкиншилик береді. Хақыйқатында да инерциал есаплаў системаларында барлық денелердің еркин қозғалыўы туўры сызықлы хәм тең өлшеўли. Соның менен бирге ўақыттың басланғыш моментінде олардың тезлиги бирдей болса, онда олардың тезликлери барлық ўақытта да бирдей болады. Сонлықтан бул қозғалысты берилген инерциал емес системада қарайтуғын болсақ, онда бул системаға салыстырғанда да барлық денелер бирдей болып қозғалады.

Солай етип инерциал емес есаплаў системасындағы қозғалыстың қәсийети гравитациялық майдан бар инерциал есаплаў системасындағы қозғалыстың қәсийетиндей болады екен. Басқа сөз бенен айтқанда **инерциал емес есаплаў системасы базы бир гравитациялық майданға эквивалент**

Бул жағдайды **эквивалентлик принципі** деп атайды<sup>7</sup>.

Енди мысал ретінде тең өлшеўли тезлениўши есаплаў системасындағы қозғалысты қараймыз. Бундай системадағы қәлеген массаға ийе дене усы системаға салыстырғанда бирдей турақлы тезлениўге ийе болады. Бул тезлениўдің шамасы есаплаў системаның тезлениўине тең, ал бағыты системаның тезлениўинің бағытына қарама-қарсы.

Бир текли гравитациялық майдандағы қозғалыс та тап усындай болады (мысалы Жердің тартыў майданындағы киши участкаларда; бундай участкадағы тартыў майданын бир текли деп қарай аламыз). Солай етип **тең өлшеўли тезлениўши есаплаў системасы турақлы бир текли сыртқы майданға эквивалент екен.**

Тап усындай мәнисте тең өлшеўли емес илгерилемели қозғалыўшы есаплаў системасы бир текли, бирақ өзгермели гравитациялық майданға эквивалент.

Бирақ инерциал есаплаў системалары эквивалент болған майданлар инерциал емес есаплаў системаларындағы «хақыйқый» гравитациялық майданлар менен бирдей емес. Шексизликтегі қәсийетлери бойынша олар арасында оғада үлкен айырма бар. Денелердің шексизликтегі «хақыйқый» гравитациялық майданы барлық ўақытта нолге умтылады. Ал инерциал емес есаплаў системалары эквивалент болған майданлар шексизликте шексиз өседі ямаса шамасы бойынша шекли мәниске ийе болады. Мысалы айланыўшы есаплаў

<sup>6</sup> Бул хаққындағы ең толық хәм кейинги мағлыўматтың адреси <http://ojps.aip.org/prlo/top.html>

Эйнштейннің эквивалентлик принципі хаққында көргизбелі түрдегі материалларды <http://www.spin.nw.ru/proj/gravity/gravity/6/index.htm> адресінде табыў мүмкин.

<sup>7</sup> Бул хаққында толық түрде: [http://data.ufn.ru/ufn79/ufn79\\_7/Russian/r797a.pdf](http://data.ufn.ru/ufn79/ufn79_7/Russian/r797a.pdf).

системасында пайда болатуғын орайдан қашыушы күшлердің шамасы айланыу көшеринен алыслаган сайын шексіз артады. Туұры сызықты тезлениуші қозғалатуғын есаплау системасына эквивалент майдан барлық кенисликте, соның ишинде шексізликте де бирдей.

Инерциал емес есаплау системаларына эквивалент болған майданлар биз инерциал есаплау системасына өтиуден-ақ жоғалады. Ал хақықый гравитациялық майданды болса (инерциал есаплау системасындаға майданды да) есаплау системасын сайлап алыу арқалы жоқ қылыуға болмайды. Бул жағдайдың дурыслығы хақықый гравитациялық майдан менен усындай майданға эквивалент болған инерциал емес есаплау системаларындағы шексізликтеги айырмадан да жақсы көринип тур. Инерциал емес есаплау системаларына эквивалент майдан шексізликте нолге умтылмайтығын болғанлықтан **шексізликте нолге тең болатуғын «хақықый» майданды есаплау системасын сайлап алыу жолы менен жоқ етиу мүмкин емес екенлиги түсиникли.**

Есаплау системасын сайлап алыу менен жетиу мүмкин болған бирден-бир жағдай кеңисликтің киши участкасындағы гравитациялық майданды жоқ етиу болып табылады (майданның бир текли болыуы ушын жеткилики дәрежедеги киши кеңисликтің киши участкасы). Буны биз тезлениуші қозғалыушы системаны сайлап алыу жолы менен әмелге асырамыз. Системаның тезлениуі майданның берилген участкасында бөлекше алатуғын тезлениуге тең болыуы керек.

**Солай етип еркин түсип баратырған лифттеги бақлаушы ушын физиканың барлық нызамлары дара салыстырмалылық теориясының инерциал есаплау системасындағыдай болады екен.**

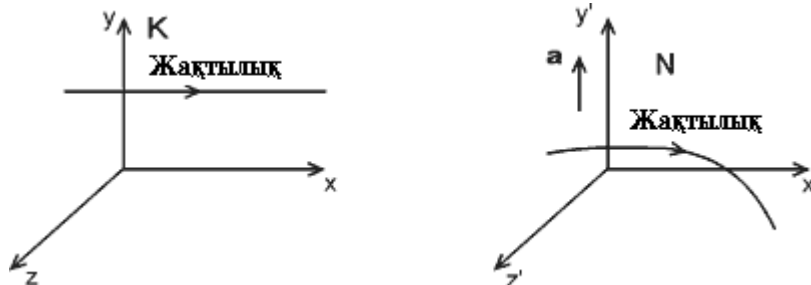
Тезлениуші қозғалыстың тәсири менен салмақ күшинің тәсири бир бирин жоқ етеди. Жабық лифте отырған гравитациялық күшлерди өлшейтуғын әсбабы бар бақлаушы регистрацияланып атырған бул күшлердің қандай бөлегинің тезлениуге, ал қандай бөлегинің гравитацияға байланыслы екенлигин айта алмайды. Егер лифтке баска бир күшлер (гравитациялық емес) тәсир етпесе ол хеш бир күшти таба алмайды

## § 6. Гравитациялық майдандағы жақтылық нурының бағытының өзгериуі

Эквивалентлик принципнен гравитациялық майданда жақтылықтың тарқалыуы хақында еки әхмийетли жуумақ келип шығады:

1. Гравитация майданыда жақтылық иймек траектория бойынша тарқалады.
2. Гравитациялық майданда тарқалатуғын жақтылықтың жийилиги өзгереді.

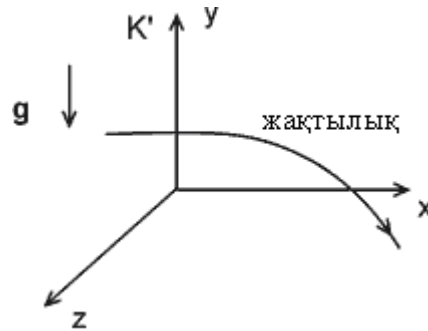
Дәслеп биз биринши эффектти қараймыз. Мейли базы бир К есаплау системасында х көшери бағытында жақтылық нуры тарқалатуғын болсын.



**3-сүүрет.** Инерциал емес есаплау системасындағы жақтылық нурының иймейиуі.

Тап усы процессти у көшери бағытында **a** тезлениуі менен қозғалатуғын **N** есаплау системасында қарайық. Бул есаплау системасындағы жақтылық нурының траекториясының туұры сызық болмайтуғынлығы түсиникли. Нур **N** есаплау системасының тезлениуінің бағытына карама-қарсы бағытқа аұады. Бирақ эквивалентлилик принципи бойынша **N** тең өлшеули тезлениуші есаплау системасы

$g = -a$  тезлениўин пайда етиўши бир текли гравитациялық майданға эквивалент. Яғный, егер К есаплаў системасында базы бир текли гравитациялық майдан болғанда (К' системасы) жақтылық тарқалыў барысында туўрыдан тезлениў  $g$  ның бағытында аўытқыўға ушыраған болар еди.



**4-сўрет.** Жақтылық нурының бир текли гравитациялық майдандағы иймейиўи.

Солай етип фотонлар гравитациялық массаға ийе болғандағыдай жағдай орын алады екен. Хакыйқатында да сондай болады екен. Эйнштейнниң  $E = m_{in}c^2$  формуласынан егер  $E$  энергиясы бар болса, онда оның менен төмендегидей инерт масса байланыслы болады:

$$m_{in} = \frac{E}{c^2}. \quad (35)$$

Бирақ фотонның энегрциясының  $\hbar\omega$  шамасына тең екенлиги белгили ( $\omega$  арқалы фотонның жийилиги белгиленген). Демек фотонның инерт массасы мынаған тең

$$m_{in} = \frac{\hbar\omega}{c^2}. \quad (36)$$

Эквивалентлик принципи бойынша бул шама фотонның гравитациялық массасына тең болыўы керек

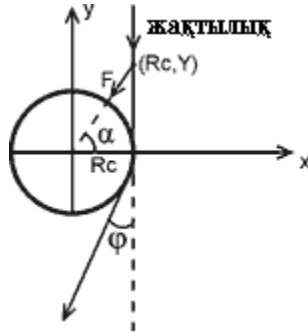
$$m_{gr} = m_{in} = \frac{\hbar\omega}{c^2}. \quad (37)$$

Солай етип фотонда гравитациялық массаның болыўына байланыслы **гравитация майданы жақтылық нурының бағытын өзгертеди**. Буны жақтылық нурының Куяштың қасынан өткенде бурылыўы бойынша баклаў мүмкин. Бул жағдайда эффект максимал болады.



### 5-сүрөт. Жақтылыктың Куяштың гравитациялык майданындағы аўысыўы.

Фотонға  $m_f$  массасын берип аўысыў эффе́ктин классикалык механика жәрдеминде баҳалаў мүмкин.



### 6-сүрөт. Аўысыў эффе́ктин классикалык жоллар менен есаплаўға.

Мейли жақтылык Куяш қасынан  $R_c$  нышаналаў қашықлығынан (Куяштың орайынан баслап өлшенген) өтетуғын болсын. Фотонға  $(R_c, y)$  аўхалында тәсир ететуғын көлденең гравитациялык күш мынаған тең

$$F_x = -GM_K m_\phi \frac{\cos\alpha}{R_K^2 + y^2} = -GM_K m_\phi \frac{R_K}{(R_K^2 + y^2)^{3/2}}. \quad (38)$$

Фотонның тезлигиниң көлденең қураўшысының ақырғы мәниси  $x$  көшери бағытындағы импульстың өсиминиң көлденең қураўшысы арқалы анықланады:

$$\begin{aligned} m_\phi v_x &= \int F_x dt = \int F_x \frac{dy}{dy/dt} = \int F_x \frac{dy}{v_y} = \int F_x \frac{dy}{c} \\ &= -\frac{GM_K m_\phi}{c} R_K \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{(R_K^2 + y^2)^{3/2}} = -\frac{2GM_K m_\phi}{R_K c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\xi}{(\xi^2 + 1)^{3/2}} \end{aligned} \quad (39)$$

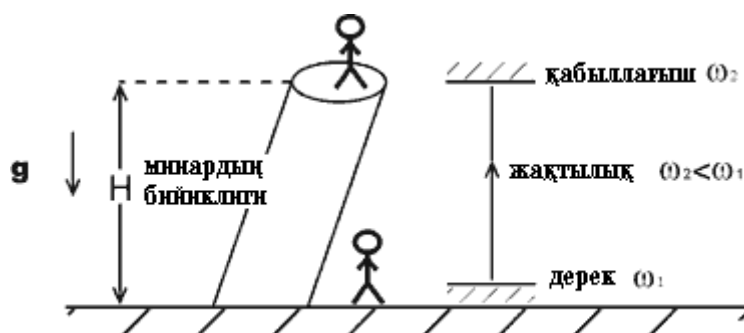
(кейинги анық интеграл 1 ге тең, себеби интеграл астындағы функцияның дәслепки түри  $\xi/\sqrt{1+\xi^2}$  қа таң). Буннан аўысыў мүйешин анықлаймыз:

$$\varphi = \frac{|v_x|}{c} \approx \frac{2GM}{R_c v^2} \approx 0,87''. \quad (40)$$

Дара салыстырмалылык теориясы менен эквивалентлик принципине тийкарланған дәл есаплаўлар еки еседей үлкен мәнисти береді:  $1,75''$ . Бул нәтийже жақтылык ушын экспериментте тексерилип көрилди хәм 20 % дәлликте тастыйықланды. Кейинирек радиотолқынлары ушын 5%–10% лик жокары дәлликке жетилди.

## § 8. Гравитациялык майдан арқалы өткенде жақтылыктың жийилигиниң өзгериўи

Екинши эффе́кт — жақтылыктың гравитация майданындағы жийилигиниң өзгериўи — төмендегише тусиндириледі. Мейли Жер бетинде турған бақлаўшы базы бир бийикликте турған бақлаўшыға жақтылык сигналын жиберетуғын болсын (7-сүрөт).



7-сүрөт. Гравитация майданында жақтылықтың жийилигинің өзгеріуі.

Эффект сонан турады, минар үстиндеги бақлаушы Жерде турған бақлаушы жиберген жийиликтен кем жийиликти өлшейди. Бул **гравитациялық қызылға ауысыу** болып табылады.

Бул эффекттиң мәніси мыналардан ибарат: Гравитациялық майдан  $g$  жоқары қарай  $a = -g$  тезлениуі менен қозғалыушы инерциал емес есаплау системасына эквивалент. Мейли бақлаушылар арасындағы қашықлық  $H$  болсын ( $a$  тезлениуі менен қозғалыушы ракетада отырған). Анықлық ушын төмендеги бақлаушы фотон жибергенде ракета базы бир инерциал есаплау системасында тынышлықта турды деп болжаймыз. Жоқарыдағы бақлаушыға жетиу мынадай уақыт керек болады

$$t = \frac{H}{c}. \quad (41)$$

Усы уақыт ишинде жоқарыдағы бақлаушы мына тезликке ийе болады

$$v = at = g \frac{H}{c}. \quad (42)$$

Сонлықтан Допплер эффекти бойынша ол жийиинги киширек  $\omega_2$  ге тең фотонлы регистрациялайды:

$$\omega_2 = \omega_1 \left( 1 - \frac{v}{c} \right) \quad (43)$$

ямаса

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = \frac{v}{c} = \frac{gH}{c^2}. \quad (44)$$

Фотонның инерт массасын пайдаланып (гравитациялық массасы да сондай) жүргизилетуғын талқылаулар да тап усундай нәтижелерге алып келеди. Фотон жоқары қарай тарқалғанда оның энергиясы  $m_{\phi 1} c^2 = (\hbar\omega_1/c^2)c^2$  мына  $m_{\phi 1} gH$  шамасына кемедейди хәм

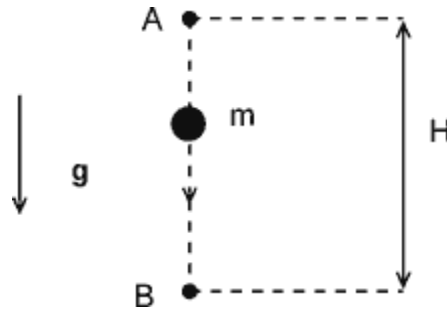
$$m_{\phi 1} c^2 = \frac{\hbar\omega_2}{c^2} c^2 = \frac{\hbar\omega_1}{c^2} c^2 - m_{\phi 1} gH \quad (45)$$

шамасына тең болады ямаса

$$\omega_2 = \omega_1 - \frac{\omega_1}{c^2} gH = \omega_1 \left( 1 - \frac{gH}{c^2} \right). \quad (46)$$

Бул аңдатпа буннан бұрынғы нәтижеге сәйкес келеді.

Эйнштейннің өзінің ұсынғанды нәтижеге энергияның сақланыуы нызамын пайдаланыу арқалы келгенлиги қызықты ұақыя болып табылады. Мейли А нокатынан шыққан бөлекше төменде Н қашықтығында тұрған В нокатына еркин түсетуғын болсын.



**8-сүрөт.** Н бийиклигнен бөлекшениң "еркин түсіуі".

Егер бөлекше А нокатында дәслепп тыныш тұрған болса, онда оның энергиясы

$$E_A = mc^2. \quad (47)$$

Бирақ В нокатында оның энергиясы үлкен:

$$E_A = mc^2 + mgH. \quad (48)$$

Мейли енди В нокатында бөлекше аннигиляцияға ушырасын хәм энергиясы тап сондай болған фотонға айлансын

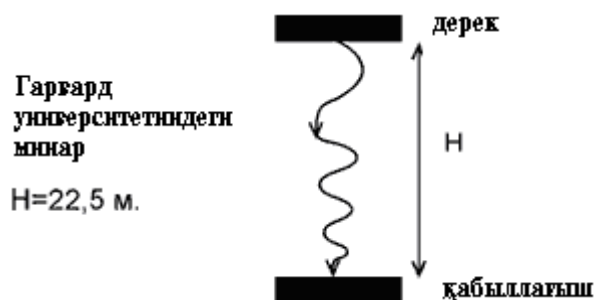
$$E_\gamma = E_B \quad (49)$$

хәм және жоқары қарай ушсын. Егер фотон салмақ майданы менен тәсирлеспейтуғын болса онда оның А нокатындағы энергиясы В нокатындағы энергиясындай болады. А нокатында сәйкес аппаратураның жәрдемінде ол энергиясы тап сондай болған басқа бөлекшеге айландырылсын хәм процесстинң барлығы қайтадан қайталандырылсын. Солай етип бөлекшениң энергиясы өсе береді. Егер сол энергияны алыудың усылы ойлап табылғанда мәңги двигателди алған болар едик. Бул қарама-қарсылықтан шығыудың жолы: гравитациялық майданда тарқалғанда (салмақ күши бағытына қарама-қарсы) алынған формулаларға сәйкес жақтылықта қызылға ауысыу кубылысы орын алады.

Қызылға ауысыу эффекти жүдә киши. Мысалы егер  $H = 20$  м болса, онда жийиликтің салыстырмалы өзгерісі:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{gH}{c^2} \approx \frac{10^3 * 2 * 10^3}{(3 * 10^{10})^2} \approx 2 * 10^{-15}. \quad (50)$$

Бул фантастикалық киши эффект 1960-жылы Паунд хэм Ребка Мёссбауэр эффектін пайдаланыў жолы менен өлшенди. Гарвард университетиндеги минардың бийиклиги 22,5 м, ал пайдаланылған гамма квантлардың жийилиги  $\omega_\gamma = 2,2 \cdot 10^{19}$  сек<sup>-1</sup> еди.



**9-сүүрет.** Паунд хэм Ребка тәжирийбеси.

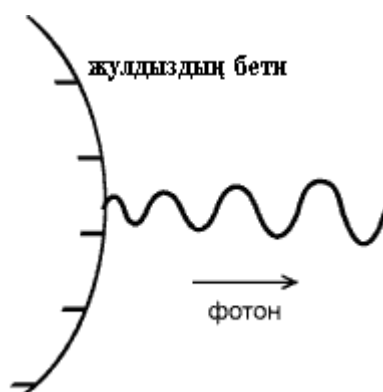
Жийиликтің өлшенген өзгерисиниң мәнисиниң (50) бойынша өзгерисиниң қатнасы мынаған тең болды:

$$\frac{(\Delta\nu)_{\text{эксп}}}{(\Delta\nu)_{\text{теор}}} = 1,05 \pm 0,10. \quad (51)$$

Гравитациялық қызылға аўысыўдың және бир нәтийжеси: жийилиги  $\omega$  ға тең болған жулдызды таслап кетиўши фотон шексизликке шекем тарқалғанда ол шексизликте мынадай жийиликте қабыл етиледі:

$$\omega' = \omega \left( 1 - \frac{GM_{\text{жулд}}}{R_{\text{жулд}} c^2} \right). \quad (52)$$

Бул аңлатпадағы  $M_{\text{жулд}}$  арқалы жулдыздың массасы, ал  $R_{\text{жулд}}$  арқалы жулдыздың радиусы белгиленген.



**10-сүүрет.** Жулдыздың бетинен шексизликке ушып барғанда фотон энергиясын жоғалтады. Усының нәтийжесинде оның энергиясы киширейеди.

Ақ иргежейлилерде (белый карлик)  $M_{\text{жулд}}/R_{\text{жулд}}$  қатнасы үлкен хэм сонлықтан олар қызылға аўысыўдың үлкен шамасы менен айрылып турады. Мысалы Сириус В ушын есапланған аўысыў мынаған тең

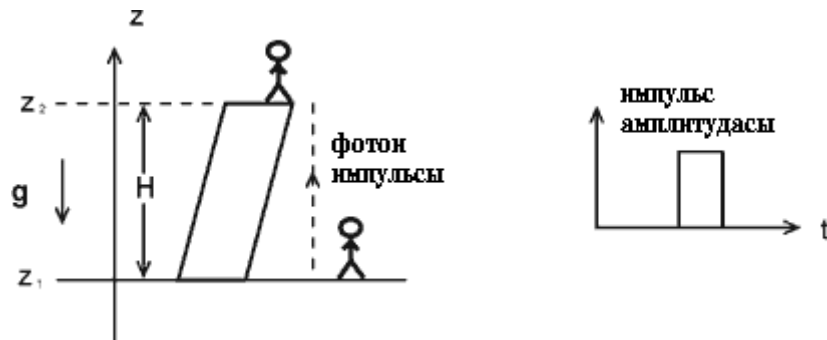


$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -5,9 \cdot 10^{-5}. \quad (53)$$

Ал өлшенген аўысыў  $-6,6 \cdot 10^{-5}$  шамасында. Айырма  $M_{\text{жұлд}}$  хәм  $R_{\text{жұлд}}$  шамаларын анықлағандағы жиберилиўи мүмкин болған қәтеликлер шеклеринен шықпайды.

### § 9. Кеңислик-ўақыттың қыйсықлығы<sup>8</sup>

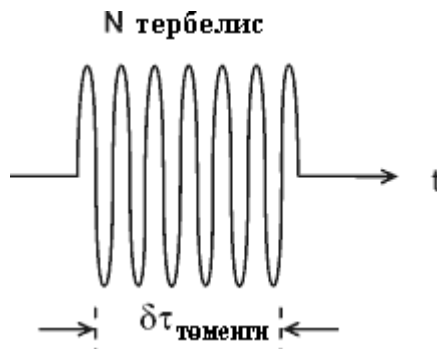
Гравитациялық қызылға аўысыўдан кеңислик-ўақыттың қыйсықлығы келип шығады<sup>9</sup>. Буны көрсетиў ушын еки бақлаўшыны қараймыз. Олардың биреўи Жердиң бетинде  $z_1$  бийиклигинде қозғалмай тур ал екіншиси Жер бетинен  $z_2 = z_1 + H$  бийиклигинде жайласқан.



**11-сүүрет.** Еки бақлаўшы электромагнит импульсы менен алмасады.

Бақлаўшылар радиолокацияны пайдаланыў арқалы бир бирине хәм Жерге салыстырғанда тынышлықта турғанлығын анықлай алады.

Мейли енди төменде турған бақлаўшы жоқарыдағы бақлаўшы қабыл ететуғын белгиленген стандарт  $\omega_{\text{төмен}}$  жиийликтеги электромагнит сигнал жиберсин. Анықлық ушын сигнал  $N$  тербелистен туратуғын импульс болып табылады деп есаплайық.



**12-сүүрет.** Төменги бақлаўшы жиберген импульс.

Бундай жағдайда импульс жиберилетуғын ўақыт интервалы  $\delta\tau_{\text{төменги}}$  мына аңлатпа менен бериледи

$$2\pi N = \omega_{\text{төменги}} \delta\tau_{\text{төменги}}. \quad (54)$$

<sup>8</sup> Орыс тилиндеги «кривизна» сөзи «қыйсықлық» сөзи менен аўдарылған.

<sup>9</sup> Ньютоннан Эйнштейнге шекемги гравитация хәққиндағы көз-караслардың өзгерисиниң эволюциясы <http://www.spin.nw.ru/proj/gravity/gravity/0/> сайтында толығырақ берилген.

Жоқарыдағы бақлаушы сол  $N$  тербелісті қабыл етуі және  $\delta\tau_{\text{жоқары}}$  ұақытын өлшеуі керек. Жийіліктің анықтамасына сәйкес

$$2\pi N = \omega_{\text{жоқары}} \delta\tau_{\text{жоқары}}. \quad (55)$$

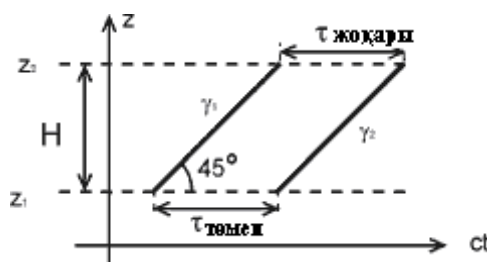
Экспериментте тастыйықланған қызылға ауысуы эффекти мынаны талап етеді:

$$\omega_{\text{жоқары}} < \omega_{\text{төменгі}}. \quad (56)$$

Демек ұақыт интерваллары да хәр қыйлы узынлыққа ийе болуы керек

$$\delta\tau_{\text{жоқары}} > \delta\tau_{\text{төменгі}}. \quad (57)$$

Бұл информацияны дара салыстырмалылық теориясы көз-қарасларында усы экспериментти тәриплеуші кеңілік-ұақытлық диаграммаға өткереміз. Электромагнит толқынлары жақтылық нуры болып табылады. Сонлықтан оның кеңілік-ұақытлық сызылмадағы тарқалыуын координата системасының көшерлерине  $45^\circ$  лық мүйеш жасаушы нолинши сызық пенен сәулелендиреміз.



13-сүүрет. Кеңілік-ұақытлық диаграмма.

Бундай әпиұайыластырылған (хәм жүдә дурыс емес) дәлиллеу вариантында биз қарама-қарсылыққа келемиз. Қарама-қарсылық мынадан ибарат: Биз Минковский кеңілік-ұақытында бир бирине тең емес қабырғаларға ийе **параллелограмм** алдық ( $\tau_{\text{жоқары}} > \tau_{\text{төменгі}}$ ). Ал тегіс кеңілік-ұақытта параллелограммның қарама-қарсы тәрептері барлық ұақытта да бир бирине тең болуы керек. Буннан мынадай жуумақ шығады

**Гравитация майданы бар жағдайларда дара салыстырмалылық теориясы жеткілікті дәрежедегі үлкен областар үшін дурыс емес екен.**

Кеңілік-ұақыт глобаллық тегіс бола алмайды. Бұл хәкқында жақтылық нурының траекториялары дәлил береді. Ал локал жағдайларда физика Лоренц-Минковскийдің тегіс геометриясы жәрдемінде жақсы тәрипенеді.

Гравитация майданы тек Минковскийдің кеңілік-ұақытын қыйсайтпайды, ал бизің 3 өлшемлі Евклид кеңілікті де қыйсайтады. Инерциал емес есаплау системасына өткенде кеңіліктің Евклид емеслінің пайда болатуғынлығы иллюстрациялаушы әпиұайы талқылау жүргиземіз. Еки есаплау системасын қараймыз: бириншиси (K) инерциал есаплау системасы, ал екіншиси (K') K есаплау системасының улыұмалық  $z$  көшери дөгерегинде айлансын. K' дискінің орайында емес орында отырған бақлаушыға орайдан радиал тәрепке бағытланған күш тәсир етеді. K есаплау системасында отырған бақлаушының көз-қарасы бойынша бұл күш инерцияның орайдан қашыушы күши болып табылады. Бирақ K' системасына салыстырғанда қозғалмай отырған бақлаушы бұл күшти гравитация күши деп қабыл етеді.

K системасының ху тегіслігиндегі шеңберди (орайы координата басында жайғасқан) K' системасындағы  $x'u'$  тегіслігиндегі шеңбер деп қарау мүмкін. K системасында

шеңбердің ұзындығы менен диаметрін масштаблық сызғыш пенен өлшеп хәм олардың қатнасын есапласақ Евклид геометриясына муўапық  $\pi$  санын аламыз.

Мейли енди өлшеу  $K'$  есаплау системасындағы масштаб пенен есаплансын. Бул процессти  $K$  есаплау системасында турып бақласақ шеңбердің бойына салынған масштабтың Лоренц киширейіуіне ушырайтуғынлығын, ал радиал бағыттағы масштабтың өзгермейтуғынлығын көреміз. Сонлықтан  $K'$  теги бақлаушы тәрәпинен өлшеудің нәтийжесинде алынған шеңбердің ұзындығының диаметрине қатнасы  $\pi$  ден үлкен болады. Солай етип Евклид геометриясының талаптары айланыушы дискте дәл орынланбайды екен.

### § 10. Саатлардың жүриуінің гравитация майданындағы әстеленіуі

(57)-шәртти уақыт гравитациялық майдандағы хәр қыйлы ноқатларда хәр қандай болып өтетуғынлығының нәтийжеси деп қарау мүмкин. Жер бетинде турған бақлаушыда минардың басында турған бақлаушыға салыстырғанда уақыт әстерек жүреді. Биз алған қатнасқа сәйкес

$$\omega_{\text{төменгі}} \delta\tau_{\text{төменгі}} = \omega_{\text{жокары}} \delta\tau_{\text{жокары}} \quad (58)$$

Буннан мынаны аламыз

$$\frac{\partial\tau_{\text{төмен}}}{\partial\tau_{\text{жокары}}} = \frac{\omega_{\text{жокары}}}{\omega_{\text{төмен}}} \quad (59)$$

Бирақ қызылға ауысыу бойынша тәжирийбелерге сәйкес

$$\frac{\omega_{\text{жокары}}}{\omega_{\text{төмен}}} = 1 - \frac{gH}{c^2} \quad (60)$$

Сонлықтан

$$\delta\tau_{\text{төмен}} = \delta\tau_{\text{жокары}} \left( 1 - \frac{gH}{c^2} \right) \quad (61)$$

$H = z_2 - z_1$  екенлигин еске алып былай жазамыз

$$\delta\tau(z_1) = \delta\tau(z_2) \left[ 1 - \frac{g(z_2 - z_1)}{c^2} \right] \quad (62)$$

ямаса тап сондай дәлликте (себеби  $gH/c^2 \ll 1$ )

$$\delta\tau(z_1) = \delta\tau(z_2) \frac{1 + \frac{gz_1}{c^2}}{1 + \frac{gz_2}{c^2}} \quad (63)$$

Бул мынаған эквивалент

$$\frac{\delta\tau(z_1)}{1 + \frac{gz_1}{c^2}} = \frac{\delta\tau(z_2)}{1 + \frac{gz_2}{c^2}} = \text{const}(z) \equiv \delta t_0. \quad (64)$$

Улыўмалық салыстырмалылық теориясындағы бул константа **дүньялық ўақыттың** аралығы деп аталады. Турақлы гравитациялық байдандағы дүньялық ўақыттың мәниси мынадан ибарат: кеңисликтің базы бир ноқатындағы еки ўақыя арасындағы аралық кеңисликтің басқа қәлеген ноқатындағы қәлеген еки ўақыя арасындағы аралыққа тең (сәйкес дәслепки еки ўақыя жубы менен бир ўақыттағы)<sup>10</sup>.  
Егер биз

$$\varphi = -\mathbf{g} \cdot \mathbf{r} = gz \quad (65)$$

формуласы бойынша гравитациялық потенциалды киргизсек ( $\mathbf{g} = -\text{grad } \varphi$  болғандай етип), онда меншикли ўақыт пенен дүньялық ўақыт арасындағы мынадай байланысты табамыз

$$\tau = t_0 \left( 1 + \frac{\varphi}{c^2} \right). \quad (66)$$

Демек кеңисликтің берилген ноқатында гравитациялық потенциал қаншама киши болса, меншикли ўақытта соншама әстелик пенен өтеди. Басқа сөз бенен айтқанда бирдей еки сааттың бири базы бир ўақыт ишинде гравитациялық майданда қойылған болса, онда ол екінши саатқа қарағанда кейин қалады.

Гравитация майданындағы ўақыттың әстелениў эффе́ктын айланыўшы есаплаў системасында да аңсат анықлаўға болады. Синхронластырылған, конструкциясы бирдей еки саатты көз алдымызға келтирейик. Олардың бири К системасында тынышлықта турған болсын. Ал екіншиси К' системасына салыстырғанда қозғалмайтуғын айланыўшы дисктің радиусы менен байланысқан болсын. Еки сааттың көрсетиўлерин бир бири менен салыстырғанда К есаплаў системасындағы сааттан дисктеги сааттың әстерек жүргенлигин көриўге болады (дара салыстырмалылық теориясына сәйкес). Соның менен бирге саатлардың жүрислериниң айырмасы айланыў көшеринен (орайдан) қашықлаған сайын үлкейеди. Тек айланыўшы дисктің орайында жайғасқан саат ғана К системасындағы саат пенен бирдей болып жүреди, себеби бул саат К системасындағы саатқа салыстырғанда ноллик тезликке ийе. Солай етип К' есаплаў системасындағы дисктің радиусында жайласқан бир неше сааттың ишиндеги дисктің орайынан ең қашықтағысы әстерек жүреди. Айланыўшы есаплаў системасындағы бақлаўшышың көз-қарасы бойынша бул тәбийий жағдай. Себеби ол орында гравитациялық майдан күшли. Бул мысал инерциал есаплаў системасының барлық кеңислигинде гравитациялық майдан бар болғанда саатларды синхронластырыўдың мүмкин емес екенлигин көрсетеди.

Гравитациялық майдандағы жақтылықтың жийилигин гравитациялық потенциал арқалы аңлатыўға болады.

---

<sup>10</sup> Гравитаци майданында бир бирине шексиз жақын ноқатларда турған саатлардың синхронизациясын жақтылық сигналлары жәрдемінде ислеў мүмкин.

$$\omega = \omega_0 \left( 1 + \frac{\Phi}{c^2} \right). \quad (67)$$

Бул формулалардың барлығының

$$\frac{\Phi}{c^2} \ll 1 \quad (68)$$

шәрті орынланатуғын эззи гравитациялық майданда дурыс екенлигин атап өтеміз. Гравитациялық майданда ўақыттың өтиўиниң эстелениўин Америкадағы Мэриленд университетиниң бир топар физиклери өлшеген. Олар жердеги лаборатория менен самолеттағы атомлық саатлардың айырмасы өлшеди. Самолет 10 км бийикликте ўақыттың эстелениўиниң кинематикалық эффектин киширейтиў ушын үлкен емес 400 км/час тезлиги менен ушқан. Ушыў ўақыты 14 саат болған. Улыўмалық салыстырмалылық теориясына сәйкес гравитациялық потенциаллардың айырмасына байланыслы самолеттағы саат  $\approx 50$  нсек қа алға кетиўи керек болған. Эксперимент самолеттағы сааттың  $45 \pm 0,7$  нсек қа алға кеткенлигин көрсетти.

### § 11. Евклидлик хәм Евклидлик емес кеңисликлер. Гаусс координаталары

Инерциал емес есаплаў системасына Евклид геометриясын қолланыўға болмайтуғынлығын көргеннен кейин геометрия деген не хәм оның неге кереги бар? Деген сораў үстінде ойлайық. Бул сораўға берилетуғын ең қысқа хәм дурыс жуўап мынадан ибарат:

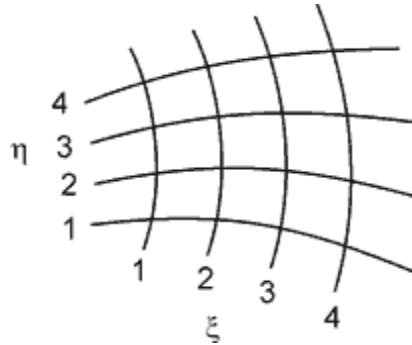
**геометрия биринши гезекте кеңисликтеги ноқатлардың өз-ара жайласыўын анықлаў ушын керек. Хәр бир айқын жағдай ушын ноқатлардың өз-ара жайласыўды анықлаўшы қағыйдаларды ислеп шығыў геометрия илиминиң өзін қурайды.**

Биз бул жерде кеңислик дегенде бизиң үш өлшеўли кеңислигимизди нәзерде тутыў шәрт емес. Кеңислик еки өлшемли ямаса төрт өлшемли (мысалы Минковский кеңислиги) болыўы мүмкин. Өлшемлери саны  $n \geq 2$  болған қәлеген кеңислик ушын геометрияны дүзиў мәселеси туўры сызықлардың аппаратын хәм оған сәйкес келиўши аксеомалар менен теоремалардың Евклидлик системасын алдын-ала берийсиз әмелге асырылады.

Биз жер өлшеўши адамды көз алдымызға келтирейик. Ол ойлы-бәлентли хәм қалың тоғай өскен жерди өлшеп усы участканың картасын дүзетуғын болсын. Хәр бир ноқатта турғанда ол этирапындағы участканың киши бөлимин ғана көреді. Бизиң жер өлшегишимиздиң қолында тек өлшеў рулеткасы ғана бар. Бул рулетка үлкен емес үш мүйешликлер ямаса төрт мүйешликлерди өлшейди. Олардың төбелерин жерге қағылған қазықлар менен белгилеў мүмкин. Усындай жоллар менен өлшенген фигураларды бир бирине байланыстырып жер өлшеўши тоғайдың қашықлаў учатқаларына карай белгили бир избе-изликте жүрийге мәжбүр болады. Абстракт түрде айтатуғын болсақ жер өлшеўши үлкен емес областларда әдеттеги Евклид геометриясының усылларын қолланады. Бирақ бул усылларды пүтини менен алғандағы барлық жер участкасына қолланыў мүмкин емес. Бундай участканы тек бир учаскадан екинши учаскаға өтиў жолы менен геометриялық жақтан изертлеў мүмкин. Қала берсе Евклид геометриясын глобаллық мәнисте ойлы-бәлентли участкада қолланыўға болмайды: бундай участкада туўры сызық пүткиллей болмайды. Сызғыштың қысқа лентасын туўры деп есаплаўға болады, бирақ бийикликти бийиклик пенен, ойпатты ойпат пенен тутастыратуғын беттиң барлық ноқатларын тутастуратуғын (беттиң үстінде жататуғын) туўры сызық болмайды Солай етип Евклид геометриясы белгили бир мәнисте тек киши (ямаса инфинитезимал)

областлар үшін ғана дұрыс болады. Ал үлкен областларда болса кеңістік немесе бет жаққында ұлығымалырақ көз-қараслар орын алады.

Егер жер өлшеуші системалы түрде жұмыс ісегісі келетұғын болса, онда ол тоғай өскен бетті сызықтар торы менен қаплайды. Оларды қазықтар менен бекітеді немесе белгілі ағашларға байланыстырады. Оған сызықтардың кесілісетұғын екі семействосы керек болады.



14-сүрөт. Координаталардың Гаусс системасы.

Сызықтар мүмкін болғанынша тегіс және үздіксіз майысқан, ал әрбір семейство рамкаларында ізбе-із нөмірленген болуы керек. Бір семействоның қалған бір ағзасының символлық белгіленіуі ретінде  $\xi$  ди, ал басқа семействоның қалған ағзасы үшін  $\eta$  ди аламыз. Бундай жағдайда әрбір кесілісіу нөқатын екі  $\xi$  және  $\eta$  саны тәріптейді (мысалы  $\xi = 3$  және  $\eta = 5$ ). Барлық аралықтық нөқатларды  $\xi$  және  $\eta$  шамаларының бөлшек мәніслері менен тәріптейу мүмкін. Майысқан беттің нөқатларын анықлаудың ұсындай ұсылын бирінші рет Гаусс пайдаланды және сонлықтан  $\xi$  және  $\eta$  шамаларын **Гаусс координаталары** деп атайды. Гаусс ұсылының өзине тән өзгешелігі:  $\xi$  және  $\eta$  шамалары ұзындықты да, мүйешті де, басқа да өлшенетұғын геометриялық шаманы аңдатпайды, ал тек санлар болып табылады.

Участқадағы нөқатларды есаплаудағы бирлік өлшемді анықлау толығы менен жер өлшеушінің ісі болып табылады. Оның рулеткасының ұзындығы Гаусс координаталар системасындағы бир ячейкаға сәйкес областты анықлайды.

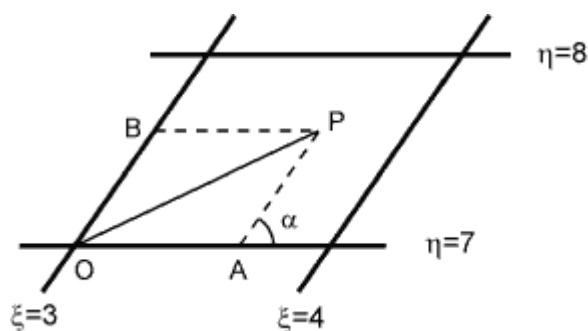
Жер өлшеуші енді бир ячейкадан кейін екінші ячейканы өлшеуі, ұсындай өлшеулерді дауам етіуі мүмкін. Бул ячейкалардың әр бирін киші параллелограмм деп карауға болады. Егер екі тәрепі менен оның арасындағы мүйеш анықланған болса бундай параллелограмды толық анықланған деп есаплауға болады<sup>11</sup>. Жер өлшеуші бул ячейкалардың әр бирін өлшеуі керек және кейін оларды өзіннің картасына түсіріуі керек. Бул процедураларды орынлағаннан кейін ол өзіннің картасында участканың геометриясы жаққында толық мағлыұматларды алады.

Әрбір ячейка үшін үш санның (еки тәреп және мүйеш) орнына басқа ұсылды қолланыу көпшілікке мәлім. Оның артықмашлығы симметриясының жоқарылығында.

Ячейкалардың бирін қараймыз. Бул ячейка параллелограм болсын және оның тәреплері бирінен соң бири келетұғын екі номерге сәйкес келсин ( $\xi = 3$ ,  $\xi = 4$  және  $\eta = 7$ ,  $\eta = 8$ ; см., 5-сүрөт).

<sup>11</sup> Бул жағдай бир семействоға кириуші тордың сызықтарының кесіліспейтұғынлығына байланысly.

Сонлықтан олар арасындағы киші қашықтықтар шеклерінде олар өз-ара параллел болуы керек.



**15-сүүрет.** Бир ячейка шеклериндеги кашықлықларды анықлау.

Ячейка ишиндеги  $P$  базы бир ноқат, ал  $S$  арқалы мүйештиң төбесинде турған  $O$  ноқатынан кашықлығы белгиленген. Бул кашықлық өлшеу рулеткасының жәрдемінде анықланады.  $P$  ноқаты арқалы еки координата сызығына параллеллер өткеремиз: бул параллеллер координата сызықларын  $A$  хэм  $B$  ноқатларында кеседи.

Бундай жағдайда  $A$  хэм  $B$  ларға бизиң координата торымыз рамкаларында санлар ямаса Гаусс координаталары сәйкес келеди.  $A$  ноқаты  $(\xi + \Delta\xi, \eta)$  координаталарына, ал  $B$  ноқаты  $(\xi, \eta + \Delta\eta)$  координаталарына ийе,  $(\xi, \eta)$  болса  $O$  ноқатының координатасы болып табылады. Гаусс координаталарының өсимлери болған  $\Delta\xi$  хэм  $\Delta\eta$  шамаларын  $A$  хэм  $B$  ноқатлары хэм  $OA$  хэм  $OB$  кашықлықлары туратуғын параллелограмның тәрәплери өлшеу хэм усы шамалардың параллелограмның тәрәплерине қатнасын есаплау жолы менен анықлаймыз. Бизиң параллелограмымыз өзиниң Гаусс координаталары менен бирге айрылатуғын сызықлар менен дүзилген болғналықтан  $\Delta\xi$  хэм  $\Delta\eta$  өсимлери усы қатнастарға тең болады. Баска сөз бенен айтқанда олар  $A$  хэм  $B$  ноқатларының параллелограмның сәйкес тәрәплерин қандай қатнаста бөлетуғынлығын көрсетеди.

$OA$  кашықлығының ҳақыйкый мәниси  $\Delta\xi$  емес, ал  $a\Delta\xi$  шамасына тең. Бул жерде  $a$  арқалы өлшеу арқалы табылатуғын белгили бир шама. Тап сол сыяқлы  $OB$  узынлығының ҳақыйкый мәниси  $\Delta\eta$  ге тең емес, ал базы бир  $b\Delta\eta$  шамасына тең. Егер  $P$  ноқатын жылыстырсақ, онда оның Гаусс координаталары өзгереди; гаусс координаталарының ҳақыйкый узынлықларға қатнасы болған  $a$  хэм  $b$  шамалары болса бир ячейка шеклеринде өзгериссиз қалады.

Енди  $OP = \Delta L$  кашықлығын табамыз. Косинуслар бойынша теоремадан

$$\Delta L^2 = OA^2 + 2 OA \cdot OB \cos \alpha + OB^2. \quad (69)$$

Бул аңлатпадағы  $\alpha$  параллелограмның төбеси  $O$  дағы мүйеш. Бул аңлатпаны  $\Delta\xi$  хэм  $\Delta\eta$  арқалы қайтадан жазсақ мынаны аламыз

$$\Delta L^2 = a^2 \Delta\xi^2 + 2abc \cos \alpha \Delta\xi \Delta\eta + b^2 \Delta\eta^2. \quad (70)$$

Пропорционаллық коэффициентлери  $a$ ,  $b$  хэм  $\alpha$  мүйеши улыўма жағдайларда ячейкадан ячейкаға өткенде өзгереди (яғный олар  $O$  төбесиниң координаталары болған  $\xi$  хэм  $\eta$  шамаларының функциялары болып табылады. (70)-теңдемедеги үш көбейтиўшини баска усыл менен белгилеу улыўма түрде кабыл етилген. Атап айтқанда

$$\Delta L^2 = g_{11} \Delta\xi^2 + 2g_{12} \Delta\xi \Delta\eta + g_{22} \Delta\eta^2. \quad (71)$$

Бул формуланы Гаусс координаталарындағы **Пифагордың улыўмаластырылған теоремасы** деп атайды.

Бизиң аңлатпаларымызда пайда болған үш  $g_{11}$ ,  $g_{12}$ ,  $g_{22}$  шамалары параллелограмның шеклеринде кашықлықларды хэм ноқатлардың орынларын анықлайтуғын еки тәрәп хэм

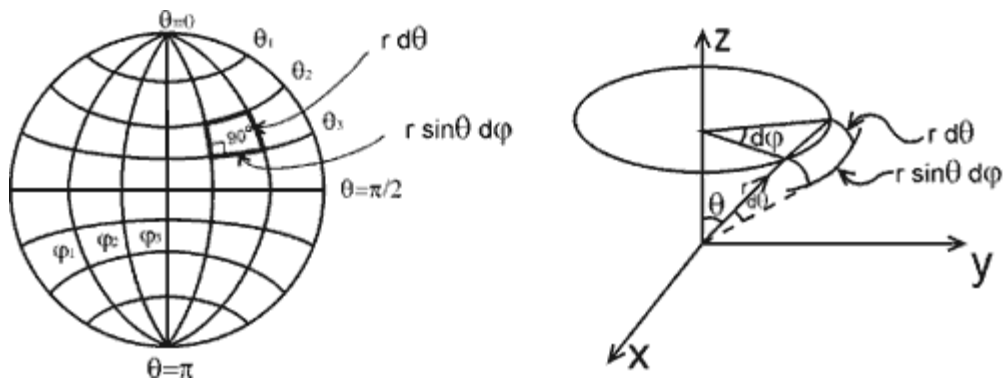
мүйеш сыпатында хызмет етеди. Сонлықтан оларды **метрлик коэффициентлер**, ал (71)-аңлатпаны **беттиң метрикасын** анықлайды деп есаплайды. Метрлик коэффициентлердиң мәнислери ячейкадан ячейкаға өзгерип барады, бул жағдайды картада белгилеп барыў ямаса ноқаттың Гаусс координаталары болған  $\zeta$ ,  $\eta$  шамаларының математикалық функциясы сыпатында беріў керек:

$$g_{11}(\zeta, \eta), \quad g_{12}(\zeta, \eta), \quad g_{22}(\zeta, \eta). \quad (72)$$

Егер бул функциялар белгили болса, онда (71)-формула жәрдеминде координата басынан қәлеген ячейкада жайласқан қәлеген ноқатқа шекемги ҳақыйқый қашықлықларды есаплаў мүмкин (себеби олардың Гаусс координаталары  $\zeta$ ,  $\eta$  менен  $O$  ноқатының координаталары белгили). Солай етип  $g_{ij}$  метрлик коэффициентлери беттиң барлық геометриясын анықлайды екен.

## § 12. Геодезиялық сызықлар хәм қыйсықлық

Қыйсық бетте туўры сызықлар болмайды, ал ең дүзиўлери болады. Сол сызықлар ноқатлар жуплары арасындағы қашықлықларды анықлайды. Олардың математикалық аты **геодезиялық сызықлар**. Мысалы сфералық бетте геодезиялық сызықлар үлкен дөңгелектің шеңберлери болып табылады. Бул шеңберлер сфераның орайы аркалы өтиўши тегисликлер менен кесиледи.



16-сүүрет. Сферадағы метрика.

Сферадағы еки Гаусс координатасы ретинде еки мүйешти алыў мүмкин (поляр мүйеш  $\theta$  хәм азимуталлық мүйеш  $\varphi$ ). Сфераның радиусын  $r$  аркалы белгилеп сферадағы метриканы мына түрде көрсетиў мүмкин:

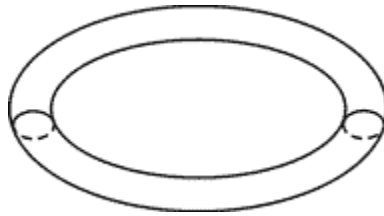
$$dL^2 = r^2 \sin^2 \theta \, d\varphi^2 + r^2 \, d\theta^2. \quad (73)$$

Бул улыўма формула болған (71) деги метрлик коэффициентлерге сәйкес келеди:

$$g_{11} = r^2 \sin^2 \theta, \quad g_{22} = r^2, \quad g_{12} = 0. \quad (74)$$

$g_{12}$  кураўшысының нолге тең екенлиги координата системасының ортогоналлығын билдиреди.



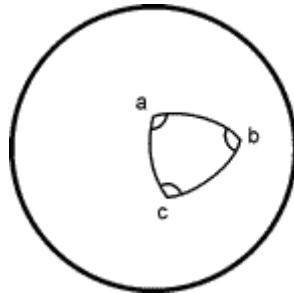


17-сүрөт. Тор.

Басқа бетлердеги ең кыска сызықтар көпшилик жағдайларда курамалы курылысқа ийе болады; бирақ усыған карамастан усы бетлердиң рамкаларында олар ең эпиўайы иймекликлер болып табылады хэм бул беттиң геометриясының каркасын пайда етеди (мысалы Евклид геометриясындағы туўры сызықлардың тегисликтiң каркасын пайда еткениндей).

Беттиң екiнши фундаменталлық қасиети – оның кыйсықлығы болып табылады. Қыйсықлықты әдетте үшінши кеңисликлик өлшем жәрдеминде анықлайды. Мысалы сфераның кыйсықлығы оның радиусы арқалы өлшенеди (атап айтқанды беттеги ноқаттан сфераның орайына шекемги аралық – сфералық беттен тыста орналасқан).

Тоғайлы орындағы жер өлшеуши кыйсықлықтың бул анықламасын пайдалана алмайды. Ол беттен тыста жайласқан ноқатларға бара алмайды. Сонлықтан кыйсықлықты анықлау үшін тек өзиниң рулеткасынан пайдаланыуы керек. Гаусс усы усулдың хақыйқатында да дурыс екенлигин дәлилледиди хэм усы жерде мәселениң сферада калай шешилетуғынлығын көрсетип өтемиз. Буның ушын сфераның бетинде үш  $a$ ,  $b$  және  $c$  ноқатларын аламыз хэм оларды геодезиялық сызықлар менен тутастырамыз.

18-сүрөт. Сфера бетинде алынған үш мүйешликтiң ишки мүйешлериниң қосындысы  $\pi$  ден үлкен.

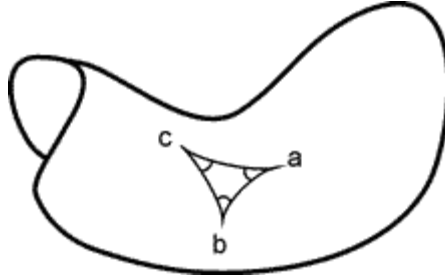
Нәтижеде 18-сүрөтте көрсетилгендей үш мүйешлик алынады. Бул үш мүйешликтiң ишки мүйешлериниң қосындысы  $\pi$  ден (яғный  $180^\circ$  тан) үлкен болады. Бул сфераның дөңислигиниң нәтижеси. Үш мүйешлик қаншама үлкен болса ишки мүйешлердиң қосындысының  $\pi$  ден айырмасы үлкен болады. Усы айырма жәрдеминде биз сфераның кыйсықлық дәрежесин – оның радиусын анықлай аламыз ба? Деген сорау туўылады. Әлбетте анықлау мүмкин. Буның ушын үш мүйешликтiң ишки мүйешлериниң қосындысын  $\Sigma$  арқалы белгилеймиз хэм  $\Sigma - \pi$  айырмасын үш мүйешликтiң майданы  $S_\Delta$  ға бөлемиз:

$$\frac{\Sigma - \pi}{S_\Delta} = \frac{1}{R^2} \equiv C. \quad (75)$$

Алынған шама  $1/R^2$  қа тең ( $R$  арқалы сфераның радиусы белгиленген). Оны кыйсықлық деп атайды және  $C$  хәрипи жәрдеминде белгилейди.

Қәлеген қыйсайған бет жағдайында кыйсықлықты жоқарыда келтирилгендей жоллар менен анықлайды. Улыўма жағдайда бет хәр кыйлы ноқатларда хәр кыйлы болып

қыйсайған болыуы мүмкін. Сонлықтан берілген орындағы қыйсықлықты анықлау үшін үш мүйешликти шексиз киши етип алыу керек. Усындай жоллар менен сфера ушын алынған қыйсықлық оң мәниске ийе болып шығады. Бирақ терис мәниске ийе қыйсықлыққа ийе бетлер де бар. Усындай бетке мысал ретинде ер тәризли бетти келтириу мүмкін (19-сүүрет).



**19-сүүрет.** Ер терис мәнисли қыйсықлыққа ийе бет болып табылады.

Усындай ер тәризли беттеги үш мүйешликтің ишки мүйешлеринің қосындысы  $\pi$  ден киши, яғный

$$C = \frac{\Sigma - \pi}{S_{\Delta}} < 0, \quad (76)$$

яғный қыйсықлық терис.

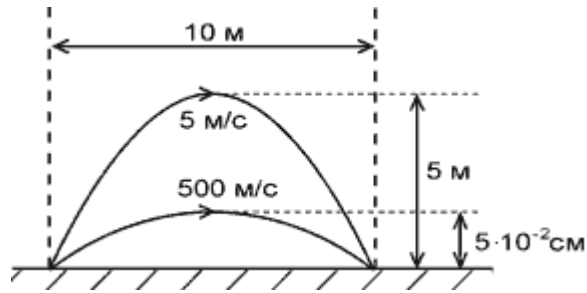
Беттің қыйсықлығы хаққында шеңбер узынлығының оның радиусына қатнасы бойынша да таллау мүмкін. Сферада бул қатнас  $2\pi$  ден киши, ал ер тәризли бетте  $2\pi$  ден үлкен.

Улыума жағдайларда қыйсықлық  $R_{iklm}$  4-рангалы тензоры жәрдемінде тәрипленеди хәм ол **қыйсықлық тензоры** деп аталады хәм **ол метрлик тензор**  $g_{\alpha\beta}$  арқалы аңлатылыуы мүмкін. Қыйсықлық тензорының барлық қураушылары бир биринен ғәрезсиз емес. Мысалы 2 өлшемли кеңислик ушын  $R_{iklm}$  тензорының 16 қураушысынан тек бир қураушысы ( $R_{1212}$ ) ғәрезсиз болып табылады.

Үш өлшемли кеңисликте хәр бир ноқаттағы қыйсықлық 3 шаманың жәрдемінде тәрипленеди ( $R_{iklm}$  тензорының 6 ғәрезсиз қураушысы + координата системасын сайдап алыу). Төрт өлшемли кеңисликте қыйсықлық тензоры 20 ғәрезсиз қураушыға ийе хәм хәр бир ноқатта 4 өлшемли кеңисликтің қыйсықлығы 14 шаманың жәрдемінде тәрипленеди (координата системасын арнап сайлап алыудың есабынан).

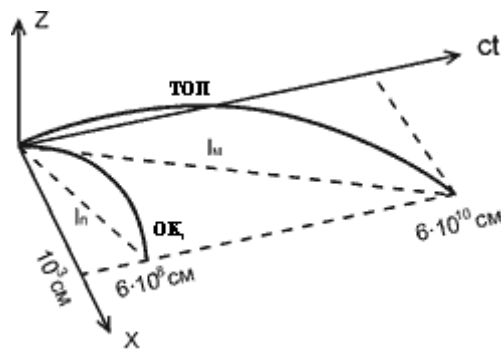
### § 13. Жердің кеңислик-ұақытындағы қыйсықлық

Жердің гравитациялық майданы менен байланысқан қыйсықлықты қалай өлшеуге болады? Бул сорауға топ пенен оқтың мысалында жууап беремиз (20-сүүрет).



**20-сүүрет.** Топ пенен оқтың Жердің тартыу майданындағы траекториясы.

Әлбетте бірден карағанда еки траектория бир биринен күшли айрылады (егер гәп әдеттеги кеңисликтеги траекториялар ҳаққында айтылатуғын болса). Бирақ салыстырмалылық теориясында гәп кеңислик-ўақыттың қыйсықлығы ҳаққында айтылады. Сонлықтан бул траекторияларды биз кеңислик-ўақытта сәўлелендириўимиз керек (21-сүүрет).



**21-сүүрет.** Топ пенен оқтың кеңислик-ўақыттағы траекториясы.

Белгили формулаларға сәйкес ушыў ўақыты көтерилюй бийиклиги менен былайынша байланысқан:

$$t = 2\sqrt{\frac{2h}{g}}. \quad (77)$$

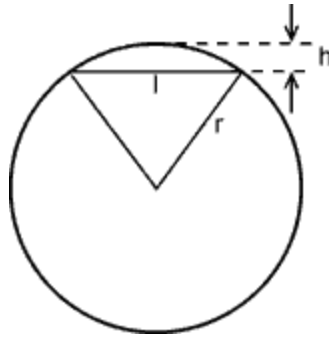
Бул аңлатпада  $g$  арқалы еркин түсиў тезлениўи белгиленген. Сонлықтан оқ ушын  $t_{\text{п}} = 2 \cdot 10^{-2}$  сек, ал топ ушын  $t_{\text{т}} = 2$  сек. Усы ўақыт ишинде жақтылық сәйкес  $6 \cdot 10^8$  см хәм  $6 \cdot 10^{10}$  см аралықларды өтеди (21-сүүретте келтирилген). Бул аралықлар 10 м ден әдеўир үлкен (жерге түскеннен кейинги топтың координатасы). Демек  $(x, ct)$  тегислигинде оқ пенен топ өткен жоллар сәйкес

$$l_0 \approx 6 \cdot 10^8 \text{ см}, \quad l_{\text{т}} \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ см}. \quad (78)$$

Албетте 10 метрлик екинши катетти есапқа алмаймыз.

Енди қыйсықлық радиусын мына формула бойынша есаплаймыз (22-сүүретти караңыз)

$$r = \frac{l^2}{8h} \quad (79)$$



**22-сүрөт.** Қыйсықлық радиусын анықлау.

Барлық шамаларды қойыу арқалы қыйсықлық радиусы үшін аламыз

$$r_0 = r_T \approx 10^{18} \text{ см} = 10^{13} \text{ км} \approx 1 \text{ жақтылық жылы.} \quad (80)$$

Солай етип кенислик-ұақыттағы оқ пенен топтың траекториялары хақыйқатында да бирдей екен хәм ол шама менен 1 жақтылық жылына тең (Жер менен Қуяш арасындағы қашықлықтан 70 мың есе үлкен).

Бундай үлкен санның қайдан алынатуғынлығын анықлау қыйын емес. Жер бетинде гравитациялық эффектлер толығы менен еркін түсиу тезлениуі  $g \approx 10^3 \text{ см/сек}^2$  жәрдемінде анықланады. Усы шама менен жақтылықтың тезлиги жәрдемінде өлшем бирлиги узынлықтың өлшем бирлиги болған тек бир комбинацияны пайда ете аламыз:

$$r = \frac{c^2}{g} = c \frac{c}{g} \approx c * 3 * 10 \text{ сек} \approx 1 \text{ жақтылық жылы.} \quad (81)$$

#### § 14. Улыұмалық салыстырмалылық теориясының геометриялық характери

Инерциал есаплау системасындаға декарт координаталар системасында  $ds$  мына формула жәрдемінде анықланады:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (82)$$

Басқа қәлеген инерциал есаплау системасына өткенде интервалдың өз түрін сақлайтуғынлығын биз жақсы билемиз. Бирақ егер биз инерциал емес есаплау системасына өтетуғын болсақ, онда  $ds^2$  шамасы төрт координатаның дифференциалларының қосындысы хәм квадратларының айырмасы болмайды. Мысалы бир текли айланыушы координаталар системасына өтсек

$$x = x' \cos \Omega t - y' \sin \Omega t, \quad y = x' \sin \Omega t + y' \cos \Omega t, \quad z = z' \quad (83)$$

( $\Omega$  арқалы  $z$  көшери бағытындағы айланыудың мүйешлик тезлиги белгиленген) интервал мына түрге ийе болады:

$$ds^2 = [c^2 - \Omega^2 (x'^2 + y'^2)] dt^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 + 2\Omega y' dx' dt - 2\Omega x' dy' dt. \quad (84)$$

Ұақыт қандай нызам бойынша түрлендирилетуғын болса да бул аңлатпа төрт координатаның дифференциалларының квадратларының қосындысына айланбайды.

Солай етип инерциал емес есаплау системасында интервалдың квадраты координаталардың дифференциалларының улыұмалық түринің базы бир квадратлық формасы болып табылады екен, яғный мына түрге ийе болады:

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k. \quad (85)$$

Бул аңлатпадағы екінші рангалы  $g_{ik}$  тензоры метрлик тензор болып табылады. Ол кеңіслик  $x^1, x^2, x^3$  координаталары менен ўақытлық  $x^0$  координатаның базы бир функциясы болып табылады. Солай етип төрт өлшемлі  $x^0, x^1, x^2, x^3$  координаталар системасы инерциал емес есаплау системалары үшін қолланылғанда қыйсық сызықлыкоординаталар системасы болып табылады. Жоқарыда келтирилген  $g_{ik}$  шамалар берілген хәр бир иймек сызықлы координаталар системасындағы геометрияның барлық қәсийетлерин анықлап, бизге кеңіслик-ўақыттың метрикасын береді.

Жоқарыдағы  $g_{ik}$  шамаларын  $i$  хәм  $k$  индексleri бойынша барлық ўақытта симметриялы деп қарау керек:

$$g_{ik} = g_{ki} \quad (86)$$

Себеби олар (85)-симметриялы квадратлық формада анықланады. Бул аңлатпаға  $g_{ik}$  хәм  $g_{ki}$  бир түрдегі  $dx^i dx^k$  көбеймесине көбейтилген халда киреди. Улыұма жағдайда 10 дана хәр қыйлы  $g_{ik}$  шамаларына ийе боламыз (төртеуи бирдей алтауи хәр қыйлы индексler менен). Инерциал есаплау системасында декарт кеңісликлик координаталарын  $x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z$  хәм ўақытты  $x^0 = ct$  қоланғанда  $g_{ik}$  шамалары мыналарға тең

$$g_{00} = 1, \quad g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1, \quad g_{ik} = 0 \quad \text{при } i \neq k. \quad (87)$$

Усындай мәнислердегі  $g_{ik}$  лары бар төрт өлшемлі координаталар системасын Галилей координаталар системасы деп атаймыз.

Эквивалентлик принципине муўапық инерциал емес есаплау системалары базы бир күш майданларына эквивалент. Демек биз релятивистлик механикада бул майданлардың  $g_{ik}$  шамалары менен анықланатуғынлығын көремиз.

Усы айтылғанлар хәқыйкый гравитациялық майданға да тийисли болады. Қәлеген гравитация майданы кеңіслик-ўақыттың метрикасының өзгериси сыпатында анықланады (демек  $g_{ik}$  шамалары жәрдемінде анықланады). Бул оғада әхмийетли жуўмақ болып табылады хәм оның мәниси мынадан ибарат: кеңіслик-ўақыттың геометриялық қәсийетleri (оның метрикасы) физикалық кубылыслар менен анықланады, ал кеңіслик пенен ўақыттың өзгермейтуғын және барлық ўақытлар үшін берілген турақлы қәсийети болып табылмайды.

Салыстырмалылық теориясы тикарында қрылған гравитациялық майданлар теориясын улыұмалық салыстырмалық теориясы деп атаймыз. Бул теория бакалавр жумысының кирисиу бөлиминде айтылып өтилгеніндей Альберт Эйнштейн тәрәпинен дөретилген (1915-жылы толық дөретилди) хәм усы ўақытқа шекем дөретилген физикалық теориялардың ең сулыуы болып табылады. Бул теория Эйнштейн тәрәпинен дедуктивлик усыллар тийкарында дөретилди хәм кейнинен астрономиялық бақлауларда дурыслығы тастыйықланды.

Биз усы жерде Эйнштейн тәрәпинен 1915-жылы толық дүзилген гравитация майданының теңдемелерин жазып өтемиз. Ол мына түрге ийе болады:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi k}{c^4} T_{ik}. \quad (\text{Э-1})$$

Бул теңлемелер системасы (он дана сызықлы емес теңлемелер системасы) аралас кураушыларда былай жазылады

$$R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R = \frac{8\pi k}{c^4} T_i^k. \quad (\text{Э-2})$$

Бул теңлемелер улыўмалық салыстырмалылық теориясының тийкарғы теңлемелери – гравитация майданының теңлемелери болып табылады. Бул теңлемелердеги симметриялы  $R_{ik}$  тензоры ( $R_{ik} = R_{ki}$ ) Риччи тензоры,  $R = g^{ik} R_{ik} = g^{il} g^{km} R_{iklm}$  тензоры кеңисликтің скаляр кыйсықлығы,  $T_{ik}$  энергия-импульс тензоры деп аталады.

1917-жылы Эйнштейн (Э-1), (Э-2) теңлемелерин космологиялық мәселелерди шешиў (тутас Әлем) ушын пайдаланды хәм Әлемнің стационарлығын тәмийинлеў ушын теңлемеге  $\Lambda g_{ik}$  қосымша ағзасын қосты хәм мына түрге ендирди<sup>12</sup>

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi k}{c^4} T_{ik} + \Lambda g_{ik}. \quad (\text{Э-3})$$

Бул теңлемедегі  $\Lambda$  космологиялық турақлы (космология турақлысы) деп аталады. Хәзирги ўақытлары гравитация майданының теңлемеси (Э-3) түрінде жазылады хәм көпшилик астрофизикалық мәселелер сол теңлемелерди шешиў менен шешиледі. Потенциалы  $\varphi \ll c^2$  болған эззи гравитациялық майданда кеңислик-ўақыттың метрикасы мына түрге ийе болады:

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\varphi}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (88)$$

Ньютонлық жақынласыўында хәм қозғалыстың характери релятивистлик емес болғанда  $2\varphi/c^2$  ағзасын хәм соның менен бирге эпиўайы қаўсырмадағы шамаларды есапқа алмаўға болады. Бирақ жақтылық ушын буны ислеў мүмкин емес.

## § 15. Бөлекшениң гравитация майданындағы қозғалысы

Улыўмалық салыстырмалық теориясы бойынша бөлекшениң дүньялық сызығы геодезиялық пенен сәйкес келеди<sup>13</sup> (яғный 4 кеңисликтеги<sup>14</sup> минималлық [ямаса максималлық] «узынлыққа» ийе  $x^0, x^1, x^2, x^3$  сызығына сәйкес келеди). Гравитация майданы бар болса кеңислик-ўақыт Галилейлик емес болғанлықтан бул сызық Евклидлик мәнисте туўры сызық болмайды хәм бөлекшениң хақыйқый кеңисликлик қозғалысы тең өлшеўли емес хәм туўры сызықлы емес болады. Солай етип улыўмалық салыстырмалық теориясында гравитациялық майдандағы бөлекшениң кеңисликлик траекториясының қыйсайыўы Ньютон теориясындағы тартылыс күшиниң тәсири емес, ал кеңислик-ўақыттың өзиниң қыйсықлығы болып табылады. Бул қыйсық кеңислик-ўақытта бөлекше барлық ўақытта да ең қысқа жол (оның «көз-қарасы» бойынша) жол (оның «түсиниги» бойынша туўры), яғный геодезиялық бойынша қозғалады. 1 хәм 2 болған дүньялық

<sup>12</sup> Гравитация майданы теңлемесине космология турақлысын қосқанлығын Эйнштейн «өмирінде жиберилген ең үлкен қәтелик» деп дағазалады. Бирақ ўақыттың өтиўи менен  $\Lambda$  турақлысының физика илиминдегі әхмийети артты. Хәзирги ўақытлардағы физика бул шаманы вакуумның энергиясы менен байланыстырады.

<sup>13</sup> «Геодезиялық сызық» сөзлериниң орнына «геодезиялық» сөзин пайдаланамыз.

<sup>14</sup> «4 кеңислик» термин сыпатында қабыл етилген, ол 4 өлшемли Минковский кеңислик-ўақытына сәйкес келеди.

ноқатлар арасындағы дүньялық сызықтың ұзындығы интервалдың шамасы бойынша анықланады

$$s = \int_1^2 ds. \quad (89)$$

Өззи гравитация майданында хәм бөлекшениң тезлиги  $v$  жақтылықтың тезлигинен киши болғанды шексиз киши интервал (88) бойынша анықланады. Сонлықтан шекли өсим ушын ийе боламыз:

$$s - c \int_1^2 dt \sqrt{1 + \frac{2\varphi}{c^2} - \frac{v^2}{c^2}} \approx \int_{t_1}^{t_2} dt \left( 1 + \frac{\varphi}{c^2} - \frac{v^2}{c^2} \right). \quad (90)$$

$s$  шамасының экстремаллығы бөлекшениң төмендеги интегралдың экстремумын тәмийинлеуши траектория бойынша козғалатуғынлығын билдиреди

$$\int_{t_1}^{t_2} dt \left( \frac{\varphi^2}{2} - \varphi \right). \quad (91)$$

$T = mv^2/2$  хәм  $U = m\varphi$  болғанлықтан (бириншиси бөлекшениң кинетикалық энергиясы, ал екіншиси потенциал энергия) (91) классикалық механикадағы **ең киши тәсир принципине** сәйкес келеди<sup>15</sup>. Бул принцип бойынша бөлекшениң траекториясы мына интегралдың экстремум шәрти бойынша анықланады

$$S = \int_{t_1}^{t_2} dt (T - U). \quad (92)$$

Бул интеграл механикада **тәсир** деп аталады<sup>16</sup>. Ньютонның II ызамаының бул улыўмалық принциптиң нәтийжеси екенлигин көрсетиўге болады.

Жақтылық болса (материаллық бөлекшелерден парқы) дүньялық сызық бойынша тарқалады. Оның ушын интервал  $ds = 0$ .

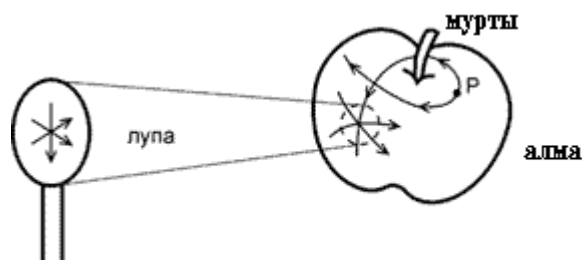
## § 16. Алма ҳаққындағы тымсал

Бир күнлери студент алма ағашының астында жатып Ньютон менен Эйнштейннің гравитацияны қалайынша түсингенлиги ҳаққында ойланды. Тосаттан ол сескенди хәм қапталына алманың үзиліп түскенлигин көрди. Студент үзиліп түскен алмаға қарағанда оның бетинде жүрген қумырысқаларды байқады. Тап усы ўақытта студентти мына ой қызықтырды: қандай принциптер тийкарында қумырысқалар өзлериниң жолларын сайлап алады екен? Үлкейтиўши шийшеден (лупадан) пайдланып студент бир қумырысқаның жолын абайлап белгилеп шықты (қумырысқаның хәр тәрәпинен бир миллиметрден қалдырып пышақ пенен алманың қабығы үстинде еки параллел кесик иследи). Буннан кейин ол алынған жолды кесип алып өзиниң китабының үстине жайды. Енди қумырысқаның жолы туўры сызыққа айланды. Қумырысқаның жолының басы менен ақырына шекемги 10 сантиметрди өтиў ушын оған салыстырғанда экономлырақ жолды

<sup>15</sup> «принцип наименьшего действия» нәзерде тутылмақта.

<sup>16</sup> «действие» сөзи нәзерде тутылмақта.

табыу мүмкин емес болып шықты. Құмырысқаның алманың қабығы үстіндегі қозғалысындағы кәлеген бурылыу оның жолының үлкейияине алып келген болар еди. "Қандай сулыу геодезиялық ", — деп ойлады студент.



23-сүрет. Алма.

Оның дыққаты енди бир Р ноқатынан шыққан еки құмырысқаға аударылды. Олардың қозғалысларының бағыты бир биринен азмаз айрылатуғын еди. Бул рет олардың жолы алманың жоқарысындағы ойықтың бир бирине қарма-қарсы тәрепинен өтті. Хәр бир құмырысқа өзинің геодезиялығы бойлап жүрди. Хәр бир құмырысқа алма қабығы үстінде мүмкин болғанынша туұры сызық бойлап жүриуге умтылды. Бирақ ойықтың «меншикли» қыйсықлығының салдарынан олардың жоллары дәслеп кесилисти хәм оннан кейин хәр қыйлы тәрепке қарай айырылды.

"Эйнштейннің геометриялық теориясын көргизбели етиу ушын буннан да сәтли жағдайдан болыуы мүмкин бе? - деп ойлады студент, - Құмырысқалар алманың ойығына тартылатуғындай болып қозғалмақта. Аралықтан тәсир ететуғын Ньютон күшин де тексерип көриуге болар еди. Бирақ құмырысқалар өзлеринің жолларын сайлап алғанда тек беттің локаллық геометриясын ғана басшылыққа алады. Ал бул болса барлық физикалық құбылыслардың себеби локаллық тәсирлесіу болатуғынлығын билдиретуғын Эйнштейннің концепциясы болып табылады. Соның менен бирге Эйнштейн концепциясының Ньютонның «узықтан тәсирлесіуі» нен калай айрылатуғынлығын жақсы түсіндим»

Усындай гәплерди айтып ол өзинің кітабын ашты хәм мына сөзлерди оқыды: "Қозғалысты алыстағы объектлерге салыстырғанда тәриплеуге умтылмаңыз. **Физика тек локаллық талқылыуда ғана әпиуайы.** Ал Жер жолдасы қозғалатуғын дүньялық сызық локаллық жақтан (Жердің дөгерегиндегі кеңислик-ұақыттың) туұры сызық болып табылады. Ал дүньялық сызықтың өзи туұры сызық болады. Туұры сызықлы емес хәм «тартыу күши» хәққындағы барлық аңғимелерди умытыңыз. Мен космос корабли ишинде отырман ямаса оның этирапында космоста ушып жүрмен. Усындай жағдайларда мен қандай да бир «гравитация күшин» сеземен бе? Хеш ондай емес. Ондай күшти кораблдің өзи сеземе? Жок. Онда ол күшлер хәққында айтыудың не кереги бар? Кораблде, менде хеш қандай күшлер тәсир етпейтуғын кеңислик-ұақыттың областын кесип өтеміз деп есаплаңыз. Бул областтағы қозғалыс идеал түрдегі туұры болып табылады деп есаплаңыз".

Демек Эйнштейннің геометриялық теориясының мәнисин төмендегидей үш жағдай түрінде тусиниу керек екен:

- Геодезиялықлар локаллық жақтан туұры сызықлар;
- Кеңислик-ұақыттың үлкен областларында дәслеп қашықласатуғын, ал кейин кеңислик-ұақыттың қыйсықлығы менен анықланатуғын тезлик пенен жақынласатуғын геодезиялықлар геометрияның материяға тәсири хәм хәзирги ұақытлары биз айтып жүрген «тартысыу» болып табылады;

- материя өз гезегинде геометрияны деформациялайды.

- 

## § 17. Улыұмалық салыстырмалық теориясындағы егизеклер парадоксы



Бул параграфта биз А хәм В деп белгиленген егизеклерди қараймыз. Мейли базы бир инерциал есаплаў системасында А тынышылықта тарган болсын, ал В  $v$  тезлиги менен космослық саяхатқа кеткен болсын. Егер  $t_0$  арқалы А бақлаўшы отырған системадағы ўақыт белгиленген болса, онда В ның сааты саяхаттан қайтып келген моментте мына ўақытты көрсетеди:

$$t_B = t_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (93)$$

Солай етип киши тезликлерде ( $v/c \ll 1$ ), А ның сааты В ның саатына қарағанда мына шамаға алға кетеди:

$$\frac{1}{2} \left( \frac{v}{c} \right)^2 t_0. \quad (94)$$

В ны да тынышылықта тур деп есаплаўға болады. Бундай жағдайда А кери бағытта саяхатқа шығады. Тек В есаплаў системасы инерциаллық есаплаў системасы емес. Бул система бақлаўшы саяхатқа шыққан, бурылған хәм қайтып келген ўақытта тезлениў алады. Эквивалентлик принципине сәйкес биз В есаплаў системасында гравитациялық майданлар пайда болады деп есаплаймыз. Бирақ усы үш гравитациялық майданның бириншиси хәм екіншиси А хәм В бақлаўшыларының саттларының бир бирине салыстырғандағы жүрислерине тәсир жасамайды. Себеби бул майданлар кенисликтің бир ноқатында, саяхатқа кетиў хәм қайтып келиў моментлеринде пайда болады. Биз алған формулалар бойынша гравитациялық майдандағы саттлардың жүрислериниң айырмасы тек саатлар базы бир  $l$  аралығына қашықлатылғанда ғана пайда болады (еске аламыз: егер Жер бетинде  $t$  ўақыты өтсе,  $h$  бийиклигинде  $gh/c^2$  шамасына үлкен ўақыт өтеди. Демек В басқлаўшының системасында бурылыў ушын кеткен ўақыт  $\Delta t$  болса (усы ўақыт ишинде гравитациялық майдан бар болады), онда  $l$  қашықлығындағы  $a$  тезлениўи пайда еткен гравитациялық майданда турған А бақлаўшысының сааты мына шамаға алға кетеди:

$$\frac{al}{c^2} \Delta t. \quad (95)$$

А бақлаўшысы тең өлшеўли козғалатуғын ўақыт интерваллары ушын дара салыстырмалылық теориясын қолланыў мүмкин. Бул теорияға сәйкес  $t_0$  ўақыты ишинде ( $t_0 \gg \Delta t$  деп есаплаймыз) А бақлаўшысының сааты В бақлаўшының саатына салыстырғанда мына шамаға кейин калыўы керек:

$$\frac{1}{2} \left( \frac{v}{c} \right)^2 t_0. \quad (96)$$

Нәтийжеде А ның саатлары «қайтып» келген ўақыт моментинде мына шамаға алға кетеди

$$\frac{al}{c^2} \Delta t - \frac{1}{2} \left( \frac{v}{c} \right)^2 t_0. \quad (97)$$

Бул шаманың дәл төмендеги шамаға тең екенлигин көрсетиў мүмкин:

$$\frac{1}{2} \left( \frac{v}{c} \right)^2 t_0. \quad (98)$$

Демек ҳеш қандай парадокс жоқ. Ҳақыйқатында да бурылыўдың салдарынан В бақлаўшысы өзиниң тезлигин  $v$  дан  $-v$  ға өзгертеди, яғный тезликтің толық өзгериси  $2v$  ға тең. Тезликтің бул өзгерисин тезления ўақыты  $\Delta t$  ға бөлсек  $a$  тезлениўин аламыз:

$$a = \frac{2v}{\Delta t}. \quad (99)$$

Екинши тәрәптен бурылыў ўақытынды саяхаттың ярымы өтти деп есапланады. Онда бақлаўшылар арасындағы қашықлық мынаған тең:

$$l = v \frac{t_0}{2}. \quad (100)$$

Буннан

$$al = v^2 \frac{t_0}{\Delta t} \quad (101)$$

хәм

$$\frac{al}{c^2} \Delta t - \frac{1}{2} \left( \frac{v}{c} \right)^2 t_0 = \left( \frac{v}{c} \right)^2 t_0 - \frac{1}{2} \left( \frac{v}{c} \right)^2 t_0 = \frac{1}{2} \left( \frac{v}{c} \right)^2 t_0. \quad (102)$$

Усынын дәлиллеўи керек еди.

### § 18. Улыўмалық салыстырмалылық теориясын экспериментте тексеріў

Ҳәзирги ўақытлары Эйнштейнниң улыўмалық салыстырмалылық теориясының дурыслығын дәлиллейтуғын мынадай экспериментлер орынланды:

- Қуяштың гравитациялық майданыдағы жақтылық нурының ямаса электромагнит нурларының бурылыўы (1.75").

- Гравитациялық қызылға аўысыў.
- Меркурийдиң перигелийиниң аўысыўы (бир әсир даўамында 43" қа).
- Радиолокациялық сигналлардың ўақытша кешигиўи.

Усы эффектлердиң кейингисин таллаймыз.

Улыўмалық салыстырмалылық теориясы гравитацияның жақтылыққа тәсир етиўиниң және бир эффекти болған күшли гравитациялық майдандағы электромагнителик импульстың кешигиўин болжайды. Бул төмендегидей жағдайлар менен байланыслы: Жақтылықтың гравитация майданындағы бағытын өзгертиўин (аўысыўын) гравитациялық майдандағы жақтылықтың тезлигиниң кемейиўинен деп қараў керек (майдан оскен сайын тезлик кемейеди). Басқа сөз бенен айтқанда гравитациялық майдан электромагнит толқынлары ушын қосымша сындырыў коэффициентин пайда етеди (оптика тилинде гравитациялық майдан тығызырақ оптикалық орталық болып табылады). Бундай жағдайда бир текли емес орталықлар оптикасындағы сыяқлы нур үлкен сыныў көрсеткиши орын

алатуғын тәрепке қарай бағытын өзгертеди (яғный тарқалыу тезлиги киши болатуғын тәрепке).

Жақтылық нурларының аўысыуына тиккелей қатнасы бар кешигиу эффекти жақында Қуяш системасының шеклеринде бақланды. Эффекттиң шамасы хаққында мына мысалға қарап билиуге болады. Теорияға сәйкес Марстан Жерге қарай жиберилген электромагнит нурларыныу импульсының кешегийи олардың «биригийу» (Марс, Жер Қуяш биз сызықтың бойында, Қуяш Марс пенен Жердиң арасында) моментинде  $2 \cdot 10^{-4}$  сек қа тең. Бундай кешигийу жолдың 60 км болған эффектив үлкейияине сәйкес келеди. Соның менен бирге Жердиң бетине орнатылған антенналар менен спутниклердеги антенналар арасындагы кашықлықты анықлағанда жиберилетуғын қәтелик 1 м ди қурайды. Сонлықтан кешигийу эффекттин жеткиликли дәрежеде дәл өлшеуіге болады.

Реал эксперимент төмендегидей схема бойынша өткерилди. Аса жоқары жийиликли (АЖЖ) қууатлы импульс Жердеги антеннадан Марстың дөгерегинде ушып жүрген жасалма жолдаска қарай жиберилди. Жасалма жолдаска орнатылған ретранслятор жеткен сигналды күшетип кери қарай Жердеги радиотелескоп тәрепке жиберди. Радиотелескоп пенен байланыссы сезгир аппаратура сигналдың жолдаска шекемги хәм кери қарай тарқалғандагы кеткен уақытты өлшейди (кешигийу эффекттин сезгендей сезгирликте). Ең жоқарғы дәллик «Викинг» программасы шеклеринде алынды. 1979-жылы өткерилген өлшеулер дүркиминде улыұмалық салыстырмалылық теориясының болжаулары 0.2% дәллингінде тастыйықланды.

### § 19. Әлемнің қурылысы хәм қәсийетлери<sup>17</sup>

Енди улыұмалық салыстырмалық теориясының Әлемнің қурылысы хаққында не айта алтуғынлығын қарап өтеміз. Бирақ мәселени бизиң Галактикамыздан баслаймыз<sup>18</sup>. Дәслеп бизиң ушын зәрүрли болған узынлықтың өлшеуі бирликлери менен танысамыз:

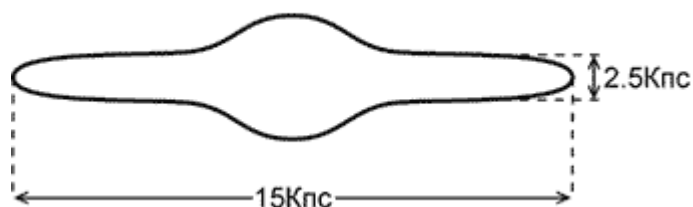
- 1 жақтылық жылы = 0,3068 парсек (пс) =  $9,4605 \cdot 10^{15}$  м =  $9,4605 \cdot 10^{17}$  см;
- 1 парсек (пс.) = 206265 а.б. =  $3,0857 \cdot 10^{18}$  см  $\approx 3,26$  жақтылық жылы.

Бизиң Галактикамыз спирал тәризли галактика болып, диаметри 15 Кпс, ал ең қалың болған участкасының қалыңлығы шама менен 10 Кпс ти қурайды. (24-сүүретти қараңыз).

Әдетте галактикалар галактикалардың жыйнағы деп аталатуғын жыйынға биригеди. Галактикалар жыйынлары 5 тен 50 Мпс ке шекемги характерли өлшемлерге ийе.

100 Мпс тен киши масштабларда Әлем бир текли емес. Жұлдызлар аспанының картасында галактикалар жыйынлары өлшемлери 20-50 Мпс болған узын шынжыр тәризли қурылысларды пайда ететуғындай болып көринеди. Бул шынжырлар иймейеди, бир бири менен биригеди хәм кесилеседи хәм тоқылған нағыштай түрге ийе болады

#### Бизиң галактика



24-сүүрет. Бизиң Галактика ("қапталдан" көриниси).

<sup>17</sup> Бул хаққында мағлыұматларды мына сайтлардан алыұды усынамыз:

«Бүгинги Әлем» (Universe today) сайты <http://www.universetoday.com/>

Россия астрономия Тармағы <http://www.astronet.ru/>

Физика (астрофизика) бойынша жаңалықлар: [Physics.com.ua](http://physics.com.ua/): <http://physics.com.ua/>

<sup>18</sup> Бизиң Галактикамыз – Қус жолын гәп еткенимизде Галактика сөзи бас хәрип пенен басланады. Басқа галактикалар хаққында гәп еткенимизде киши хәриптерден пайдаланамыз.



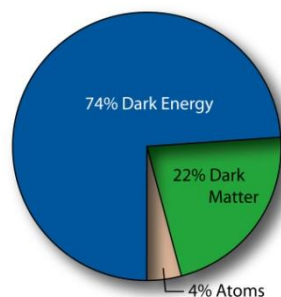
спирал тәрізлі  
галактика

**25-сүрөт.** Бизің Галактика ("жоқарыдан" көриниси).

Бирақ космослық структуралардың иерархиясы жыйынларды хәм аса жыйынларда үзиліске түседі. Әлемнің өлшемлери 100-300 Мпс болған хәр қыйлы областларында (бундай областларға көп сандағы галактикалар жыйынлары жайласады) галактикалардың көзге көринетуғын затларының (шама менен 4 % ти қурайды, 25-сүрөт) орташа тығызлығы бирдей хәм оның мәніси мынаған тең

$$\rho = (1 \div 5) \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3. \quad (103)$$

Биз «көзге көринетуғын» сөзин атап өтеміз. Себеби Әлемимизде көзге көринбейтуғын да материяның түрлери бар. Олар тийкарынан «қараңғы материя» (22%, Әлемдеги шама менен галактикалар қандай болып тарқалған болса «қараңғы материя» да сондай болып тарқалған) хәм «қараңғы энергия»дан турады (74 %, Әлемди «қараңғы энергия» бир текли толтырып турады).



**25-сүрөт.** Бизің Әлемимиздеги материяның түрлеринің тарқалыуы (2006-жылғы мағлыұмат. Дерегі [www.sciam.ru/2005/10/phizical.shtml](http://www.sciam.ru/2005/10/phizical.shtml)).

Егер Әлемди үлкен масштабларда қарасақ («бир теклилік ячейка өлшемлери» 100-300 Мпс дан үлкен өлшемлерде) кеңістіктің хәр қыйлы областларындағы орташа тығызлықтың бирдей екенлиги Әлемнің бир текли екенлигин аңлатады. Бул бизің Әлемимиздің фундаменталлық қасиетлеринің бири болып табылады.

Әлемнің екінші фундаменталлық қасиеті – оның изотроптылығы болып табылады. Басқа сөз бенен айтқанда Әлемнің қасиетлери барлық бағытларда бирдей хәм сонлықтан кеңістікте басқа бағытлардан өзгеше (яғнай айрықша) бағытлар жоқ.

Әлемнің үшінші фундаменталлық қасиеті оның стационар емеслиги болып табылады. Бақлаулар галактикалардың хәм галактикалар жыйнақларының бир биринен қашықласып баратырғанлығын көрсетеді.

Галактикалардың бири биринен қашықласуы тезлиги олар арасындағы қашықлыққа пропорционал:

$$V = HR. \quad (104)$$

Бул нызам Америкалы астроном Эдвин Хаббл тәрәпинен 1929-жылы ашылды. Пропорционаллық коэффициенті  $H$  (Хаббл тураклысы ямаса Хаббл параметри деп аталады) керіуі уақыттың өлшеміне ийе хәм хәзирги уақытлары мынаған тең<sup>19</sup>:

$$H = 73 \pm 8 \frac{\text{км}}{\text{с} * \text{Мпс}} \approx (73 \pm 8) * 10^{11} \text{ 1/жыл} \quad (105)$$

$H$  тың шамасы бағыттан гәрәзли емес. Бул Әлемнің изотропиясының көриниси болып табылады.

1965-жылы Америкалы физиклер Пензиас (Penzias) хәм Вильсонлар (Wilson) Әлемди бир текли толтырып туратуғын, барлық тәрәплерден бир текли келетуғын абсолют кара денениң нурланыуына хәм 2,7 К температураға сәйкес келетуғын электромагнит нурланыуының бар екенлигин ашты<sup>20</sup>. Оны микротолқынлық нурланыу (инглиз тилиндеги илимий әдебиятларда) ямаса реликтив нурланыу (рус тилиндеги илимий әдебиятларда) атайды<sup>21</sup>. 2,7 К температурасындағы энергияның тығызлығы мынаған тең:

$$\varepsilon_r \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^3. \quad (106)$$

(сәйкес келиуіши фотонлардың тығызлығы 400 1/см<sup>3</sup>). Бул жулдызлар тәрәпинен олар пайда болғаннан бери шығарған барлық электромагнит энергияларының қосындысынан үлкен, бирақ электромагнит нурланыудың спектриниң пүткиллей басқа участкасына киреди.

## § 20. Эйнштейн-Фридман бойынша космологиялық кеңейіудің динамикасы

Әлемнің үлкен масштаблардағы изотропиясы бир биринен  $R_{12}$  қашықлығында турған (бул қашықлық бир теклилик ячейкасының өлшемінен үлкен болыуы керек) еки денениң салыстырмалы тезлиги  $V_{12}$  усы еки денени тутастыратуғын сызықтың бойында болыуының керек екенлигин билдиреди. Себеби Әлемде басқа айрықша бағытлар ямаса узынлықлар жоқ.

<sup>19</sup> Бул мағлыұмат astro-ph/0405115 электронлық препринтинен алынған.

<sup>20</sup> Усы жұмысы ушын Пензиас хәм Вильсонлар 1978-жылы халық аралық Нобел сыйлығын алыуға миясар болды.

Қараңыз: Арно Аллан ПЕНЗИАС хәм Роберт Вудро УИЛСОН (ВИЛЬСОН) лар хакқында: <http://elementy.ru/biography/10>

Нобел сыйлығын алғанлығы хакқында: <http://nobelprize.org/physics/laureates/1978/index.html>

<sup>21</sup> Реликтив нурларды изертлеу (тийкарынан оның поляризациясы менен анизотропиясы) соңғы жыллары үлкен интенсивликте өткерилди. Усы мақсетте Жер этирапындағы орбитаға WMAP жолдасы ушырылды. Оның жұмысының 3 жыллық жуўмақлары бойынша 2006-жылы төмендеги препринтлер жарық көрди:

<astro-ph/0603449> **Результаты трех лет работы WMAP: приложения к космологии (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Year Results: Implications for Cosmology)**. Authors: D. N. Spergel et al. Comments: 89 pages, 28 figures, submitted to ApJ.

<astro-ph/0603450> **Результаты трех лет работы WMAP: анализ поляризации (Three Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Polarization Analysis)**. Authors: L. Page et al. Comments: 46 pages, 28 figures, submitted to ApJ.

<astro-ph/0603451> **Результаты трех лет работы WMAP: анализ температуры (Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Temperature Analysis)**. Authors: G. Hinshaw et al. Comments: 93 pages, 24 figures, submitted to ApJ.

<astro-ph/0603452> **Результаты трех лет работы WMAP: профиль пучков, обработка данных, характеристики радиометров и пределы на систематические ошибки (Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Beam Profiles, Data Processing, Radiometer Characterization and Systematic Error Limits)**. Authors: N. Jarosik et al. Comments: 49 pages, 13 figures, submitted to ApJ.

Бир бирине салыстырғанда  $V_{12}$ ,  $V_{23}$  хәм  $V_{13}$  тезлиги менен қозғалыўшы денелер ушын мына теңлик орын алады:

$$V_{12} + V_{23} = V_{13} . \quad (107)$$

Бул әдеттеги Галилейдің тезликлерди қосыў нызамы болып табылады. Усының менен бир қатар сол үш денени тутастыратуғын кесинди векторлары сәйкес векторлық теңликти қанаатландырады:

$$\mathbf{R}_{12} + \mathbf{R}_{23} = \mathbf{R}_{13} . \quad (108)$$

Салыстырмалы тезликлер тек қашықлықларға ғәрезли болғанлықтан жоқарыда жазылған еки теңлемениң бир ўақытта орынланыўы салыстырмалы тезликлер сәйкес қашықлықларға пропорционал болғанда орын алады

$$\mathbf{V} = H \mathbf{R} . \quad (109)$$

Бул Хаббл нызамы болып табылады хәм ол Әлемнің изотроптылығының салдары болып табылып оның динамикалық көриниўи болып есапланады<sup>22</sup>.

Жоқарыда жазылған тезликлерди (107) хәм қашықлықлар векторларын (108) қосыў нызамлары классикалық физика нызамлары орынланатуғын жағдайларда ғана дурыс (яғный тезликлер жақтылық тезлиги  $c$  дан, ал қашықлықлар болса кеңисликтің қыйсықлығы сезилерликтей болған қашықлықлардан киши болған жағдайларда. Усы еки шәртте мына өлшемдеги көлемлерде орынланады:

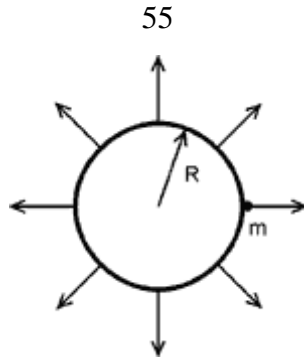
$$R < \frac{c}{H} \approx (1 \div 2) * 10^{28} \text{ см} \approx (3 \div 6) \text{ Гпс} \approx 10 \div 20 \text{ млрд.жас.жылы.} \quad (110)$$

Бул шама аралық ең алыс болған астрономиялық объектлерге шекемги қашықлықлар менен барабар.

Бул шәртлердің орынланыўы басымын есапқа алмаўға болатуғын гравитация пайда етиўши бир текли орталықтың динамикасын караў ушын Ньютон жақынласыўын пайдаланыўға мүмкиншилик береді. Солай етип бир текли кеңейиўши сфераны қараймыз. Базы бир ўақыт моментинде оның тығызлығы  $\rho$  хәм радиусы  $R$  болсын. Сферадан тыста  $\rho = 0$  шәрти орынлансын. Мейли бизиң сферамыз ўақыттың өтиўи менен кеңейсин, ал соған сәйкес оның тығызлығы кемедейди (себеби сфера ишиндеги заттың толық массасы  $M$  өзгермейди

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho R^3 . \quad (111)$$

<sup>22</sup> Хаббл (Эдвин Пауэлл ХАББЛ, Edwin Powell Hubble, 1889–1953) нызамы хаққында толық мағлыўматлар: <http://elementy.ru/trefil/21148>



**26-сүүрет.** Кеңейіуши гравитациялыушы сфера.

Сфераның бетинде жайласқан массасы  $m$  болған сфераны қараймыз. Оның толық энергиясы

$$E = \frac{m\dot{R}^2}{2} - G \frac{Mm}{R} \quad (112)$$

ұақыттың өтиуи менен турақлы болып қалады. Бул  $R(t)$  функциясы ушын дифференциал теңдеме болып табылады. Бул теңдеме  $E > 0$ ,  $E = 0$  хәм  $E < 0$  болған жағдайлар ушын хәр кыйлы шешимлерге ийе болады. Солай етип кеңейия динамикасы  $E$  энергиясының мәниси менен анықланады екен. Ең әпиуайы болған  $E = 0$  болған жағдайды қараймыз (демек параболалық қозғалысқа сәйкес келиуши Кеплер мәселесин қараймыз). (112) ден  $E = 0$  болғанда аламыз

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{GM}{R} \quad \text{я м а с а} \quad \frac{dR}{dt} = \frac{\sqrt{2GM}}{\sqrt{R}}. \quad (113)$$

Өзгеріушилерди айырып хәм интеграллап мынаны аламыз<sup>23</sup>

$$dR\sqrt{R} = \sqrt{2GM} dt \quad \text{я м а с а} \quad \frac{2}{3} R^{3/2} = \sqrt{2GM} t + const. \quad (114)$$

$R(0) = 0$  шәртинен константаны анықлаймыз. Бундай жағдайда ең ақырында мынаны аламыз:

$$R(t) = \left( \frac{9}{2} GM \right)^{1/3} t^{2/3}. \quad (115)$$

Хаббл параметри болса кеңейіу басланған моменттен баслап өткен ұақытқа кери пропорционал болып шығады:

$$H = \frac{\dot{R}}{R} = \frac{2}{3t}. \quad (116)$$

<sup>23</sup> «Mathematica 5» сыяқлы программалау тили усундай дифференциал теңдемелерди аңсат шешип береді.

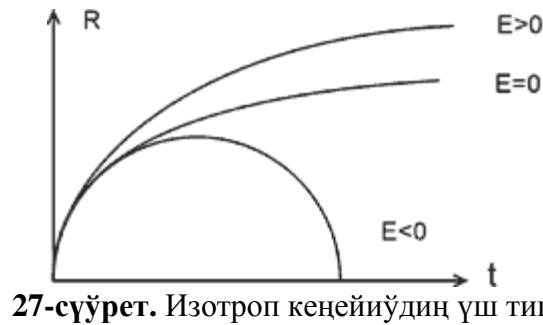
Мысалы  $\frac{dR}{dt} = \frac{\sqrt{2GM}}{\sqrt{R}}$  теңдемесин шешіу үшін мынадай әпиуайы «программа» дүземіз:

G= мәниси жазылады

m= мәниси жазылады

`Dsolve[{r'[t]==sqrt(2*G*m)/sqrt(r[t]}, r[0]==0], r[t], t]`

Енди қалған еки  $E>0$  хәм  $E<0$  жағдайларын қараймыз. Бул шешимлер  $E = 0$  болған шешим менен бирге 27-сүўретте графикалық жол менен көрсетилген



27-сүўрет. Изотроп кеңейиўдиң үш типі.

$E>0$  жағдайы гиперболалық, ал  $E<0$  эллипс тәризли қозғалысқа сәйкес келеди. Космологиялық кеңейиўдиң динамикасының үш жағдайда бир биринен сапалы түрде айрылатуғынлығы көринип тур. Гиперболалық хәм параболалық жағдайлар ўақыт бойынша шексиз кеңейиўге сәйкес келеди, соның менен бирге эллипс тәризли қозғалыста сфераның радиусы шекленген шеклерде өзгереді хәм

$$t = t_{\max} = \frac{\pi GM}{(2|E|)^{3/2}} \quad (117)$$

ўақыты өткеннен кейин кеңейиў қысылыў менен алмасады ( $R \rightarrow 0$  болғанда жүзеге келетуғын екінши сингулярлық пайда болғанша).

Усы үш жағдайдың қайсысы бизиң Әлемизде жүзеге келеди? Бул жағдайды анықлаў ушын (112) энергияның сақланыў нызамына Хаббл нызамы  $\dot{R} = HR$  ден  $\dot{R}$  ди таўып қоямыз. Онда

$$\frac{E}{m} = \frac{1}{2} H^2 R^2 - \frac{GM}{R}. \quad (118)$$

Буған  $M = (4\pi/3)\rho R^3$  аңлатпасын қоямыз:

$$\frac{E}{m} = \frac{1}{2} H^2 R^2 - \frac{G}{R} \frac{4\pi}{3} \rho R^3 \quad (119)$$

ямаса

$$\frac{3E}{4\pi m G R^2} = \frac{3}{8\pi G} H^2 - \rho = \rho_c - \rho. \quad (120)$$

Бул аңлатпада биз критикалық тығызлық деп аталатуғын тығызлықты киргиздик:

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi G} H^2. \quad (121)$$

Егер  $H = 65 \pm 15$  км/сек\*Мпс деп қабыл етсек

$$\rho_c = (0,6 \pm 0,1) * 10^{-29} \text{ г/см}^3$$



мәнісін аламыз.

Егер  $\rho > \rho_c$  болса  $E < 0$  хәм кеңейіу қысылуы менен алмасады.  $\rho \geq \rho_c$  орын алған жағдайда кеңейіу шексізлікке шекем дауам етеди. Бул космологиялық моделдеги қыйсықлық радиусы былайынша жазылады:

$$r = \frac{c}{H} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho - \rho_c}}. \quad (122)$$

Егер  $\rho > \rho_c$  болса кеңісликтің қыйсықлығы ( $1/r^2$  шамасы менен анықланады) оң мәніске ийе, ал егер  $\rho < \rho_c$  болса қыйсықлық теріс мәніске ийе.  $\rho = \rho_c$  жағдайда қыйсықлық нолге тең хәм орташа кеңіслик тегіс кеңіслик болады (яғный Евклидлік кеңіслик).

## § 21. Кеңіслик-ұақыттың квант флуктуациялары

Жоқарыда улыұмалық салыстырмалылық теориясының кеңіслик-ұақыт хаққындағы бизің көз-қарасларымызды қандай дәрежеде өзгерткенлігін көрдик. Бирақ бул теория кеңіслик хәм ұақыт сыяқлы фундаменталлық түсиниклерди бийкарлаған жоқ. Егер квант механикасын пайдаланатуғын болсақ кеңіслик-ұақыт ушын әдеуір радикаллық нәтижелер келип шығады. Квант механикасы бойынша кеңіслик-ұақыттың метрикасының квантлық флуктуациялары орын алыуы керек. Теорияда Планк узынлығы деп аталатуғын жаңа узынлық пайда болады<sup>24</sup>:

$$l_{Pl} = \sqrt{\frac{hG}{c^3}} = 1,616081388(51) * 10^{-33} \text{ см} \quad (123)$$

хәм характерли ұақыт (Планк ұақыты)<sup>25</sup>

$$t_{Pl} = \frac{l_{Pl}}{c} = 5,3906672(17) * 10^{-44} \text{ с}. \quad (124)$$

<sup>24</sup> Қараңыз: фундаменталлық физикалық константала: <http://chemistry.org.ua/constants.php>  
<http://www.optictelcom.ru/000000/lib/pdf/oth-01.pdf>  
<http://kristall.lan.krasu.ru/Education/Constant/con1.html>  
[http://tech.goodsearch.ru/index.php?sect\\_id=](http://tech.goodsearch.ru/index.php?sect_id=)

<sup>25</sup> Тап усы сыяқлы Планк турақлылары деп аталатуғын шамалардың дизимин береміз:

Планк узынлығы (жоқарыда берилди):

$$l_{Pl} = \sqrt{Gh / c^3} \cong 10^{-33} \text{ см (Әлемнің масштаблық факторының характерли өлшеми).}$$

Планк массасы:

$$m_{Pl} = \sqrt{ch / G} \cong 10^{-5} \cong 10^{19} \text{ ГэВ (элементр бөлекшениң мүмкин болған ең үлкен массасы).}$$

Планк ұақыты:

$$t_{min} = t_{Pl} = \sqrt{Gh / c^5} \cong 10^{-44} \text{ с (Классикалық Әлемнің басланғын «жасы»).$$

Планк заряды  $e = \sqrt{\alpha hc}$

Планк энергиясы  $E_{Pl} = m_{Pl} c^2 \approx 10^{-5} \times 10^{21} \text{ эрг} \approx 10^{19} \text{ ГэВ.}$

Планк жақтылықлығы (светимость)  $k = E_{Pl} / t_{Pl} = c^5 / G \approx 10^{59} \text{ эрг/с,}$

Планк тығызлығы  $\rho = m_{Pl} / l_{Pl}^3.$

Планк узынлығы мүмкин болған ең киши узынлық болып (узынлық кванты), Әлемнің ең дәслепки өлшемлери усындай болған деп есаплайды. Сол сыяқлы Планк ўақыты да ўақыт интервалының ең киши мәніси болып табылып, Әлемнің «жасы»  $t_{\text{Pl}}$  тан басланады деп қабыл етилген. Ал  $t_{\text{Pl}}$  дан бұрын не орын алды? деген сораўға физика еле жуўап бере алмайды.

Улыўмалық салыстырмалық теориясын бундай кеңислик масштабларында хәм ўақыт интервалларында қолланыўға болмайды. Бундай масштабларда кеңислик-ўақыт флуктуацияға ушырайды. Бирақ буны хәзирги ўақытлары экспериментте бақлаў мүмкин емес. Себеби усы күнлери эксперименталлық физиканың мүмкиншиликлери тек  $10^{-15}$ – $10^{-16}$  см аралықларға ғана жетти. Бул төмендегилерге байланысly:

Анықсызлық принципи бойынша

$$\Delta x * \Delta p \geq 2\pi\hbar. \quad (125)$$

Бул аңлатпада  $\hbar = 1,0545887 (57) \cdot 10^{-27}$  эрг\*с арқалы Планк турақлысы белгиленген,  $p=mv$  импульс болып табылады. Биз бул жерде классикалық жақынласыў рамкаларынан шықпадық. Себеби ҳақыйқатында (релятивистлик механикада) мынадай аңлатпалар дурыс болады:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \quad p = \frac{mv}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \quad (126)$$

(125) теги  $\Delta v$  ға сәйкес келетуғын кинетикалық энергия (анықсызлық қатнастарындағы теңдик белгини аламыз)

$$E = \frac{m}{2} \left( \frac{2\pi\hbar}{m * \Delta x} \right)^2. \quad (127)$$

Буннан берилген энергияға сәйкес келиўши узынлық:

$$\Delta x = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{(2\pi\hbar)^2}{mE}}. \quad (128)$$

Солай етип узынлық пенен энергия арасында байланыс бар екен. Егер биз (127)-формулаға  $\Delta x = 10^{-15}$  см,  $m = 1,67 * 10^{-24}$  г (протонның массасы) шамаларын қойсақ, онда  $E = 13,1459$  эрг =  $8,2 * 10^{12}$  эВ =  $9,5 * 10^{16}$  К шамасын аламыз ( $\Delta x = 10^{-16}$  см,  $m = 1,67 * 10^{-24}$  г болғанда  $E = 1314,59$  эрг =  $8,2 * 10^{14}$  эВ =  $9,5 * 10^{18}$  К мәнісин аламыз)<sup>26</sup>. Бул жоқарыда

<sup>26</sup> Хәзирги ўақытлары Франция менен Швейцарияның территорияларының шегарасында жайласқан Ядролық изертлеўлердин Европа орайында (ЦЕРН) «Улкен адронлық коллайдер» (Large Hadron Collider) курылып атыр. Ол 2007-жылдан баслап иске түседи. Бирақ өзиниң номиналлық куўатлылығына 2010-жылы жетеди. Бул коллайдерде энергияларының қосындысы 14 ТэВ болған протонлар соқлығыстырылады ( $14 * 10^{12}$  эВ). Мағлыўматлар дереги: <http://ru.wikipedia.org/wiki/>. Келтирилген есаплаўлар «Mathematica 5» программалаў тили жәрдемінде мына программаның жәрдемінде есапланды [(127)- хәм (128)- формулалар менен салыстырыў керек]:

келтирилген сөзлеримиздің дурыслығынан дерек береді. Демек Планк ұзындығына жетіу үшін физиклерге еле әдеуір ұақыт бар екен жеп жуумақ шығарамыз.

### Пайдаланылған әдебиетлар дизими

Әдебиетлар тийкарынан Internet тармағынан алынды. Пайдаланылған әдебиетлар сноскаларда келтирилип өтилди. Төменде усы жумыс ушын мағлыұматлар алыу мүмкин болған сайтлардың дизими берилген.

Физикалық сайтлар:

Физиклер ушын арналған информациялық-аналитикалық портал [Physics.com.ua](http://Physics.com.ua)

Каталог: [http://www.jinr.ru/physics\\_ru.htm](http://www.jinr.ru/physics_ru.htm)

Каталог: <http://www.library.ugatu.ac.ru/resources2.html>

Каталог: <http://kapitza.ras.ru/links.html>

<http://www.physical.nm.ru/>

<http://einstein.phys.uwm.edu/PartialS3Results/>

Астрономиялық излеу системалары

ASTROWEB: [www.stsci.edu/astroweb/astronomy.html](http://www.stsci.edu/astroweb/astronomy.html)

Yahoo-Astronomy: [dir.yahoo.com/Science/Astronomy/](http://dir.yahoo.com/Science/Astronomy/)

AstroTop-100 of Russia: [www.chat.ru/~samod/top100.htm](http://www.chat.ru/~samod/top100.htm)

Runet astrotop: [www.astrotop.da.ru/](http://www.astrotop.da.ru/)

Астрономия менен космонавтиканың жаңалықлары

Новости астрономии от журнала "The Astronomer": <http://www.demon.co.uk/astronomer/>

Еженедельные новости от журнала "Sky&Telescope" (выход по пятницам):

<http://www.skypub.com/news/news.shtml>

Новости от "Центрального бюро астрономических телеграмм" (последние открытия комет, астероидов, новых и сверхновых): <http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/Headlines.html>

Космонавтика жаңалықлары:

Ежедневные новости космонавтики на электронной газете "Florida Today":

<http://www.flatoday.com/space/today/>

"Новости Космического телескопа им.Хаббла": <http://oposite.stsci.edu/pubinfo/PR.html>

Астрономиялық бийпул Internet-хызметлер ҳәм баска да сайтлар:

M31 (размещение астро-web-страниц и другое): <http://www.m31.spb.ru/>

"Первый всероссийский астрономический портал StarLab": <http://www.starlab.ru/>

Коммуникационный центр любителей астрономии: [astro.com.ru](http://astro.com.ru)

"International Planetarium Society"-Международное общество планетариев:

<http://metalab.unc.edu/ips/IPSinfo.html>

"The Sidewalk Astronomers" (Los-Angeles, USA):

<http://www.geocities.com/CapeCanaveral/6389/>

"The San Francisco sidewalk astronomers" (USA):

<http://members.aol.com/raycash/sidewalk.htm>

"How Are Minor Planets Named?"-Правила присуждения названий астероидам на сервере

$$h = 1.0546 * 10^{-27}$$

$$m = 1.67 * 10^{-24}$$

$$x = 10^{-15}$$

$$k = 1.38062 * 10^{-16}$$

$$y = (m / 2) * ((2 * \pi * h) / (m * x))^2$$

$$y1 = y * 0.624216 * 10^{12}$$

$$y2 = y / k$$

Центра Малых планет: <http://cfa-www.harvard.edu/iau/info/HowNamed.html>  
 Gazetteer of planetary nomenclature"-Названия деталей поверхностей планет и спутников:  
<http://www.flag.wr.usgs.gov/USGSFlag/Space/nomen/nomen.html>

Астрономиялық илимий журналлар:

Издательский центр Sky Publishing Corporation (USA): <http://www.skypub.com/>  
 Журнал "Sky&Telescope": [www.skypub.com/skytel/skytel.shtml](http://www.skypub.com/skytel/skytel.shtml)  
 Журнал "CCD Astronomy": [www.skypub.com/imaging/ccd/ccd.shtml](http://www.skypub.com/imaging/ccd/ccd.shtml)  
 Журнал "SkyWatch": <http://store.skypub.com/skypub/>  
 Журнал "Astronomy Now" (UK): <http://www.astronomynow.com/>  
 Журнал "Astronomy" (USA): <http://www.astronomy.com/>  
 Журнал "The Astronomer" (UK): [www.demon.co.uk/astronomer/](http://www.demon.co.uk/astronomer/)  
 Журнал "The Amateur Telescope Making Journal" (USA): <http://www.atmjournals.com/>  
 Журнал "The Astronomical Journal" (USA): [www.journals.uchicago.edu/AJ/](http://www.journals.uchicago.edu/AJ/)  
 Журнал "The Astrophysical Journal" (USA): [www.journals.uchicago.edu/ApJ/](http://www.journals.uchicago.edu/ApJ/)  
 Журнал "Meteorite!": <http://www.meteor.co.nz/>  
 Журнал "Звездочёт" (Russian): <http://www.astronomy.ru/>  
 Письма в астрономический журнал (Russian): <http://infomag.apelarn.ru/data/j074r.html>

Физика бойынша илимий журналлар:

Журнал "Science" (USA): <http://171.64.249.82/>  
 Журнал "Scientific American" (USA): <http://www.sciam.com/>  
 Журнал "Science News" (USA): <http://www.sciencenews.org/>  
 Журнал "Physics Letters A": <http://infomag.apelarn.ru/data/j143e.html>  
 Журнал "Nature": <http://infomag.apelarn.ru/data/j069e.html>  
 Журнал "Природа" - перевод "Nature" (Russian): <http://infomag.apelarn.ru/data/j104e.html>

Россияның астрономиялық мәкемелери:

Проекта Астротоп <http://www.astrotop.ru/best/best.html>  
 Государственный Астрономический Институт им. Штернберга - <http://www.sai.msu.ru/>  
 Российское Космическое Агентство (Росавиакосмос) <http://www.rosaviakosmos.ru/>  
 Астрономия для школьников - <http://astro.physfac.bspu.secna.ru/>  
 Астронет - <http://elkin52.narod.ru/astro/Астронет%20-%20http://www.astronet.ru/>  
 Астрономия и Телескопостроение - <http://www.astronomer.ru/>  
 Энциклопедия Космонавтика - <http://www.cosmoworld.ru/spaceencyclopedia>  
 Сайт журнала "Звездочет" - <http://www.astronomy.ru/>  
 Российский астропортал StarLab.ru - <http://www.starlab.ru/>  
 Витебская Любительская Астрономическая Обсерватория - <http://www.nevski.nm.ru/Rus/>  
 Астрономия - <http://www.phys-campus.bspu.secna.ru/>  
 'Энциклопедия Космонавтика' - <http://www.cosmoworld.ru/spaceencyclopedia/>  
 'Космический корабль Буран' - <http://www.buran.ru/>  
 Журнал "Новости Космонавтики" - <http://www.novosti-kosmonavtiki.ru/>  
 "Эпизоды космонавтики" <http://www.epizodsspace.narod.ru/>  
 Космодром.ру - <http://www.kosmodrom.ru/>

# МАССА МАШҚАЛАСЫ ХӘМ МАССАҒА БОЛҒАН КӨЗ- ҚАРАСЛАРДЫҢ СОҢҒЫ ҮШ ӘСІР ДАҰАМЫНДАҒЫ РАҰАЖЛАНЫҰЫ

## Мазмуны

### Кирисіў

I бап. Ньютонның «Натурал философияның математикалық басламалары» кітабы, масса түсинигиниң қәлиплесиўи хәм салыстырмалық теориясы.

- § 1. Кітаптың жазылыў тарийхынан хәм тийкарғы физикалық жағдайлар.
  - § 2. Ньютон тәлиматының ең тийкарғы анықламалары менен ызаамалары
  - § 3. Ньютонның пүткил дүньялық тартылыс ызааманың баянланыўына мысаллар
  - § 4. Базы бир жуўмақлар. Ньютон механикасындағы масса
  - § 5. Салыстырмалық теориясының дәретилиўи хәм масса ҳаққындағы анықламалардың көбейиўи
  - § 6. Биринши бап бойынша базы бир жуўмақлар
- II бап. Масса ҳаққындағы тәлимақтың бунна былай раўажланыўы
- § 7. Еки әсир аралығы: төрт «масса»
  - § 8. Эйнштейнниң 1905-жылғы мақалаларындағы масса менен энергия
  - § 9. «Пуанкаренниң улыўмаласқан формуласы»
  - § 10. Л.Д.Ландау бойынша ең киши тәсир принципи, энергия хәм импульс
  - § 11. Басқа кітаптардан үзиндилер
  - § 12. Массаның тәбияты ҳәзирги заман физикасының 1-санлы мәселеси сыпатында
  - § 13. Мың хәм еки кітап
  - § 14. Импринтинг хәм массалық мәдениет
  - § 15.  $E/c^2$  ты масса деп атаған не ушын жақсы емес?
  - § 16. Масса жумбағы. Масса қалай пайда болады?

## КИРИСИҰ

Масса<sup>27</sup> деп неге айтамыз, денениң яки элементар бөлекшениң массалары қалай пайда болған, масса менен энергия ямаса гравитация арасында қандай қатнасықлар бар деген сораўлар ҳәзирги ўақытлары барлық тәбияттаныў илимлеринде орайлық орынды ийелейди. Бул ҳаққында бирден бир жуўап жоқ. Көпишилик жағдайларда қойылған сораўларға XXI әсирдиң басында жасап атырған хәм физиканы университет программалары көлеминде үйренген биз улыўма түрде былайынша жуўап беремиз:

- Масса затлардың инертлигигиниң өлшеми болған әдеттеги қәсийети болып табылады. Бирақ ҳәзирги заман физик-илимпазлары ушын масса ҳәр тәрәплеме жумбақ болып табылады. Мысалы  $m_e = 9.1093897 \cdot 10^{-28}$  грамм массаға электрон,  $m_p = 1.672631 \cdot 10^{-24}$  грамм массаға протон, ал  $m_n = 1.6749286 \cdot 10^{-24}$  грамм массаға нейтрон қалай ийе болған, соның менен бирге ҳәр бир элементар бөлекшениң

<sup>27</sup> Латын тилиндеги massa сөзи қарақалпақшаға аўдарғанда бөлек, кесек, түйир мәнисин аңлатады.

массасы неликтен қатаң түрде анықланған деген сорауларға физика илими елегішекем жууап бере алмайды.

- Хәзирги уақытлары жедел түрде рауажланып атырған элементар бөлекшелер физикасының стандарт модели (ЭБФСМ) бойынша элементар бөлекшелер массаға Әлемди толтырып турған Хиггс квант майданы менен тәсир етисийудин нәтийжесинде ийе болады деп есапланады. Хиггс квант майданы хақықатында да физикалық майдан болып табылатуғын болса, онда бул майданның квантларының – Хиггс бозонларының болыуы шәрт. Бирақ, тилекке карсы усы күнлери ислеп турған тезлеткишлерде Хиггс квант майданының бар екенлигинен дерек берийуши, усы майданның квантлары болған Хиггс бозонлары елегішекем табылған жоқ.

Бәршеге мәлим, Әлемди кураушы затлар спинлери ярым пүтин санға тең болған фермионлардан хәм олар арасындағы тәсирлесийулерди тәмийинлейтуғын спинлери пүтин санға тең бозонлардан турады. Олардың көпшилигиниң хәр қайсысы анық бир массаға ийе болып, бул массалардың мәнислери белгили бир нызамлы болған избе-изликлерди пайда етпейди. Мысалы ең ауыр болған элементар бөлекшелердин массасы ең жеңил болған элементар бөлекшелердин массасынан шама менен  $10^{11}$  есе үлкен (биз билетуғын пилдин массасы да кумырысқаның массасынан  $10^{11}$  есе үлкен екенлиги еслетип өтемиз).

Масса ушын сақланыу нызамының жоқ екенлигин де нәзерде тутамыз. Мысалы курамалы заттың массасы оны кураушы бөлеклердин массаларының қосындысына тең болмайды. Биз бул жерде хәр бир сақланыу нызамының кеңисликтиң белгили бир қәсийетлери (симметриясы) менен байланыслы екенлигин еслетип өтемиз. Мысалы энергияның сақланыу нызамы кеңисликтиң бир теклилигиниң нәтийжеси болса, импульс моментиниң сақланыу нызамы кеңисликтиң изотроптылығының ақыбети. Усыған байланыслы массаны кеңисликтиң қандай да бир симметриясы менен байланыстырыу мақсетке мууапық келмейди.

Исаак Ньютон теориясы бойынша масса [Ньютон анықламасы: материяның муғдары (масса) оның тығызлығы менен көлемине пропорционал түрде анықланатуғын өлшем] гравитация майданының бирден-бир дереги болып табылады. Бирақ бул теория Альберт Эйнштейн тәрәпинен 1915-жылы толық дәрәтилген улыуымалық салыстырмалық теориясында толықтырылды хәм массаның гравитация майданының дереклериниң тек бири екенлиги анықланды. Гравитация майданын масса да, энергия да, басым да, соның менен бирге системаға тезлениу берийуши қәлеген себеп пайда етеди екен. Усының менен бир қатар масса менен энергия арасындағы эквивалентлик түсиниги де қәлиплести. Нәтийжеде жақтылықтың тезлиги 1 ге тең болған системаларда масса  $m$  менен энергия  $E$  ниң өз-ара тең ( $m = E$ ) екенлиги хаққында да көз-қараслар қәлиплести. Бирақ биз хәзирги уақытлары қәлеген массаға  $E = mc^2$  формуласына сәйкес энергияның сәйкес келетуғынлығын, ал қәлеген энергияға белгили бир массаның сәйкес келмейтуғынлығын анық билемиз.

Солай етип хәзирги уақытлардағы масса түсиниги Ньютон заманындағы масса түсинигине сәйкес келмейди екен. Бирақ усы жағдай масса хаққындағы хақықый түсиниктиң физикалық мағанасын дурыс емес сәуелелениуине, хәр кыйлы зәрүрлиги жоқ түсиниклердин қәлиплесийуи менен узақ жыллар дауамында сақланыуына (тынышлық массасы, релятивистлик масса х.т.б) алып келди. Оғада көп санлы әдебиятты, соның ишинде кең тарқалған оқыу әдебиятлары менен оқыу қолланбаларында тезликке фәрезли болған масса хаққындағы түсиниктиң кеңнен қолланылыуы, Ньютон формулалары формасында энергия менен импульсты жазыуға талпыныулар көплек орын алып атыр. Усыған байланыслы бул питкерийу қәнигелик жумысы масса машқаласы хәм массаға болған көз-қараслардың соңғы үш әсир дауамындағы рауажланыуын сәуелелендирийу хәм массаның хақықый физикалық мәнисин, оның релятивистлик инвариант екенлигин түсиндирийу мақсетинде орынланды.

Әлбетте массаның тәбияты, оның келип шығыуы хаққында соңғы уақытлары әдебиятта, әсиресе Internet те оғада көп санлы мақалалар пайда болмақта. Олардың бир

қаншалары буннан еки-үш эсир бурын, ал көпшилиги бизиң күнлеримизде жазылған болып, биразлары ҳакыйкый ҳәзирги заман физикасына, ал қалғанлары авторлардың жеке пикирлерине және интуицияларына тийкарланған<sup>28</sup>. Мысалы денениң инерциясын Әлемди қоршаған гипотезалық эфирдиң атрибуты, ал «Релятивистлик масса» лар артефактлар деп есаплайтуғын авторлар да бар (Хайдаров К.А. Происхождение масс путем возмущения природного эфира. [www.n-t.ru/tp/ns/em.htm](http://www.n-t.ru/tp/ns/em.htm). Алма аты. 2006). Бірақ бул жұмыслар сын көз-қарас менен үйренілди хәм олар тийкарсыз деп есапланып, питкеріу қәнигелик жұмысында сәўлендирилмеди.

## I БАП.

### НЬЮТОННЫҢ «НАТУРАЛ ФИЛИСОФИЯНЫҢ МАТЕМАТИКАЛЫҚ БАСЛАМАСЫ» КИТАБЫ, МАССА ТҮСИНИГИНИҢ ҚӘЛИПЕСИҮИ ХӘМ САЛЫСТЫРМАЛЫЛЫҚ ТЕОРИЯСЫ

#### § 1. КИТАПТЫҢ ЖАЗЫЛҮЙ ТАРИЙХЫНАН ХӘМ ТИЙКАРҒЫ ФИЗИКАЛЫҚ ЖАҒДАЙЛАР

Дәслеп Галилей тәрәпинен келтирилип шығарылған төрт аксиоманы беремиз:

**1-аксиома (инерция нызамы).** Горизонт бағытындағы еркин қозғалыс шамасы хәм бағыты бойынша турақлы тезлик пенен жүреді<sup>29</sup>.

**2-аксиома:** Еркин қулап түсіуши дене турықлы тезлениу менен қозғалады хәм тынышлық қалынан түскендеги ақырғы тезлик бийикликке байланыслы:

$$V^2 = 2gH \quad (V^2 = g^2 t^2 \quad \text{хәм} \quad H = gt^2 / 2. \quad \text{Буннан} \quad t^2 = 2H/g \quad \text{хәм} \quad V^2 = \frac{2H}{g} * g^2 = 2gH).$$

**3-аксиома:** Денелердиң еркин түсіуин қыя тегислик пенен қозғалыс сыпатында қарау керек, ал горизонт бағытындағы тегислик бойынша қозғалыс инерция нызамына сәйкес келеди.

**4-я аксиома** (салыстырмалық принципі, бул аксиома да кеуилдеги экспериментлер, абстракция жолы менен усынылған): қулап түсіуши денениң траекториясы хаўаның қарсылығының ақыбетинде ветикал бағыттан аўысады хәм хаўасыз кеңисликте дене қулау басланған ноқаттың дәл астына келип түседі. Тап сондай жағдай абсолют турақлы тезлик пенен жүзип қиятырған кораблдиң мачтасынан дене қулап түскенде де бақланады. Бірақ жағыста турған адам ушын денениң қулап түсіу траекториясы парабола түрінде көринеді. Бул жерде корабль денеге басланғыш тезлик беріуши орынын ийелейді.

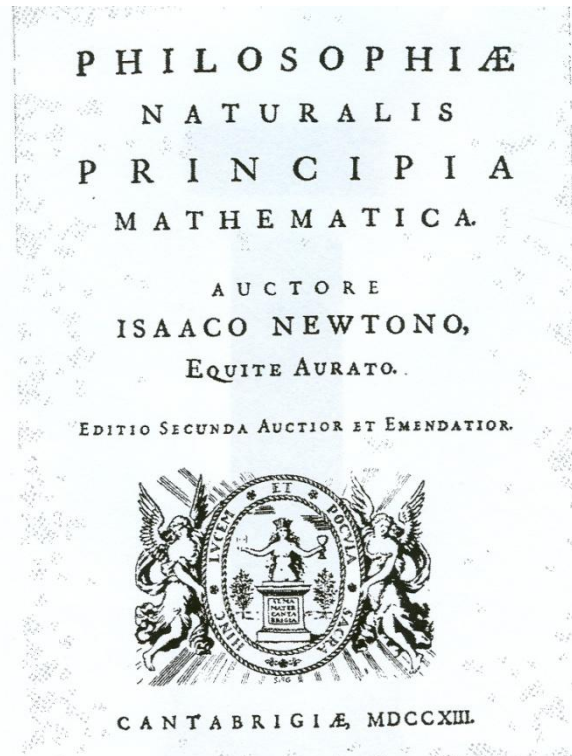
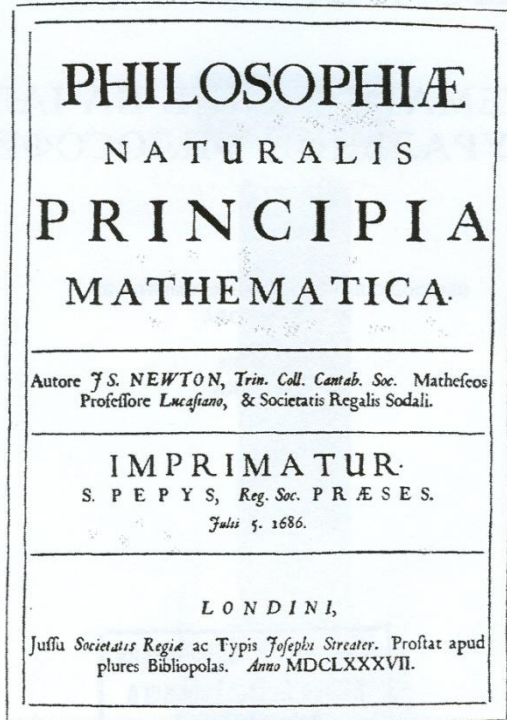
Болажақ уллы физик хәм математик Исаак Ньютон сол ўақытлары Англияда қолланылған юлиан календары бойынша 1642-жылы 25-декабрь күни, ал биз пайдаланып жүрген григориан календары бойынша 3-январь күни Англияда фермер шаңарағында

<sup>28</sup> Мысал ретинде мына жұмысларды беремиз: George Ryazanov. Новая физика. <http://flight-to-god.name/cor.htm>.

И.Кант. Всеобщая естественная история и теория неба. <http://www.philosophy.ru/library/kant/nebo.html>  
 Происхождение масс. [www.bourabai.georisk.kz/mass.htm](http://www.bourabai.georisk.kz/mass.htm)  
 Теория Относительности Эйнштейна и ее критика ПРОИСХОЖДЕНИЕ МАСС ПУТЕМ ВОЗМУЩЕНИЯ ПРИРОДНОГО ЭФИРА. [www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/7527.html](http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/7527.html) Хайдаров К.А. Происхождение масс путем возмущения природного эфира. [www.n-t.ru/tp/ns/em.htm](http://www.n-t.ru/tp/ns/em.htm), хәтте «Успехи физических наук» журналында «Что есть масса» мақаласын шығарып жүрген Р.И.Храпко [http://www.mai.ru/projects/mai\\_works/articles/num3/article4/page9.htm](http://www.mai.ru/projects/mai_works/articles/num3/article4/page9.htm) хәм тағы басқалар.

<sup>29</sup> Бул тастыйықлаудың тәжірийбеден келип шықпайтуғынлығын атап өтиу қызыклы. Себеби биз әмелде барлық ўақытта да қозғалыстың әстелениуин бақлаймыз хәм Галилей бул аксиоманы усыңғанда идеализация принципі менен ойдағы (кеуилдеги) экспериментти қолланған.

туўылған. Оның әкеси улы туўылмастан бұрын-ақ қайтыс болған. 12 жасынан бастап ол Грантем мектебинде, ал 1661-жылы Кембридж университетинің Тринити колледжине субсайзер сыпатында оқыға түседі<sup>30</sup>. Колледжди 1665-жылы тамамлап 23 жасында бакалавр дәрежесин алған. 1665-67 жыллары оба кеселлиги (чума) дәуиринде И.Ньютон өзи туўылған Вулсторп аўылында жасап, бул дәуір оның илимий дәретиўшилиик ислеринде ең жемисли дәуири болды. Усы дәуірде онда дифференциал хәм интеграл есаплаўды дәретиўге, айналы телескопты соғыўға (телескоптың өзін ол 1668-жылы соқты), пүткил дүньялық тартылыс нызамын ашыўға алып келетуғын идеялар қәлиплести. Тап усы жерде ол жақтылықтың спектрге жиклениўи (дисперсия) бойынша тәжирийбелерин иследи.



«Натурал философияның математикалық басламалары» кітабының биринши (1686-жыл) хәм екинши (1713-жыл) басылымының титул бетлери.

1668-жылы И.Ньютонға магистр дәрежеси берилди, ал 1669-жылы болса оның муғаллими, белгили инглиз математиги И.Барроу оған университеттеги хұрметке ийе болған физика-математикалық кафедраны басқарыўды тапсырды (27 жасынан бастап). Бул кафедраны И.Ньютон 1701-жылға шекем басқарды (32 жыл даўамында 59 жасына шыққанға шекем)<sup>31</sup>.

1687-жылы ол өзиниң ең даңқлы «Натурал философияның математикалық басламалары» кітабын баспадан шығарды (45 жасында). Биз төменде И.Ньютон тәрeпинен «Натурал философияның математикалық басламалары» кітабында келтирилген анықламалар менен усы анықламалардан келип шығатуғын сабақларды келтиремиз хәм олардың барлығының тәжирийбеде алынған мағлыўматлардың улыўмаластырылыўы екенлигин атап өтеміз:

<sup>30</sup> Субсайдер деп колледжде хақы алыў ушын күлликши хызметин атқарға кем тәсимленген студентлерди атаған.

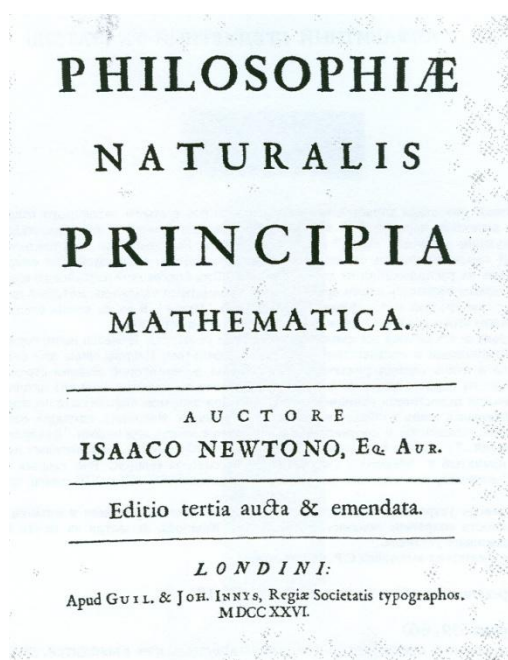
<sup>31</sup> Бул кафедраны кейинирек атлары дүньяға белгили илимпазлар П.Дирак (P.Dirac) хәм Стивен Хокинглер (Stephen W.Hawking) басқарды.



## АНЫҚЛАМАЛАР

I анықлама. *Материяның муғдары (масса) оның көлеми менен тығызлығына пропорционал түрде алыналуын өлшем болып табылады*<sup>32</sup>.

Хаўаның тығызлығы да, көлеми де еки есе үлкен болса төрт есе, ал үш еседен үлкен болса алты есе көп болады. Усындай тастыйықлаулар тығызлығы ериўиниң салдарынан киширейип атырған қарға да ямаса қысыўдан тығызланып атырған затлардың унтағына да тийисли. Усы қандай да бир себеплер менен тығызланып атырған ҳәр қыйлы денелерге де тийисли. Однако при этом я не принимаю в расчет той среды, если таковая существует, которая свободно проникает в промежутки между частицами. Усы муғдарды мен буннан былай дене ямаса масса деп түсинемен. Масса денениң салмағына қарай анықланады. Себеби масса салмаққа пропорционал. Буның дурслығын маятниклер үстинен жүргизилген дәл өлшеўлерде мен таптым хәм бул ҳаққында кейинирек гәп етиледі.



«Натурал философияның математикалық басламалары» кітабының үшінші (1725-жыл) титул беті.

II анықлама. *Қозғалыс муғдары тезлик пенен массаға пропорционал түрде алынған шама болып табылады*<sup>33</sup>.

Пүтин нәрсениң қозғалыс муғдары оның бөлімлериниң қозғалыс муғдарларының қосындысы болып табылады. Демек тезликтери бирдей, массасы еки есе үлкен болған жағдайда қозғалыс муғдары еки есе, ал тезлик те еки есе үлкен болғанда қозғалыс муғдары төрт есе үлкен болады<sup>34</sup>.

III анықлама. *Материяның жаратылысына тән болған күш (врожденная сила) оның қарсылық беруі қәбилетин тәмийинлейди. Усыған сәйкес қәлеген айырып*

<sup>32</sup> Ньютон заманында «материяның муғдары оның тығызлығы менен көлеминиң көбеймесине тең шама болып табылады» деп айтылмай, ал «Материяның муғдары (масса) оның көлеми менен тығызлығына пропорционал түрде алыналуын өлшем болып табылады» деп айтылған. Ньютонның хеш бир анықламасы усы анықламадай сынға алынбады. Бул жерде «материя муғдары» хәм «масса» сөзлери бирдей мәниске ийе. Ньютон тәрәпинен усынылған «Материя муғдары» термини илимде көп ўақыт сақланбады хәм хәзирги илимде «масса» термини менен толық алмастырылған.

<sup>33</sup> Бул анықламаны хәзир «Қозғалыс муғдары тезлик пенен массаның көбеймесине тең етип алынған шама» деп айтамыз. Соның менен бирге Ньютон тәрәпинен биринши болып қабыл етилген «Қозғалыс муғдары» түсиниги де «Материя муғдары» түсинигине сәйкес келеди. Бирақ бул түсиник хәзирги ўақытларға шекем сақланып келди.

<sup>34</sup> Бул анықламада Ньютон хәзирге шекем сақланып келген «қозғалыс муғдары» түсинигин киргизеди.

**алынған дене өз-өзіне қойылса өзінің тынышлық ямаса тең өлшеулі туұры сызықлы қозғалыс халын сақлайды.**

Бул күш барлық ўақытта массаға пропорционал.

Материяның инерциясынан қалеген денениң өзінің тынышлық ямаса қозғалыс халынан қыйыншылық пенен шығатуғынлығы келип шығады. Сонлықтан «Материяның жаратылысына тән болған күш» түсинигин «инерция күши» деп атаў да ақылға муўапық келеди. Бул күш тек денеге оның халын өзгертиўге қаратылған күш тәсир еткенде ғана пайда болады. Бул күштиң пайда болыўын еки түрли қараўға болады: қарсылық күши сыпатында да, басым күши сыпатында да. Қарсылық сыпатында денениң усы денеге тәсир етиўши күшке қарсылық көрсетип өзінің халын сақлаўға тырысыўына байланыслы, ал басым сыпатында тап сол денениң усы денеге қарсылық көрсетиўши тосқынлықтың халын өзгериўге тырысыўынан көринеди. Әдетте тынышлықта турған денелер қарсылық көрсетеди, ал қозғалыўшы денелер басым түсиреди деп есапланады. Бирақ қозғалыс пенен тынышлық әдеттеги қарап шығыўларды тек бир бирине қатнасы бойынша ғана айырылады. Өйткени көзге тынышлықта болып көринип турған денени тынышлықта турыпты деп барлық ўақытта да есаплаўға болмайды.

**IV анықлама. Түсирилген күш денениң үстинен усы денениң тынышлықтағы халын ямаса туұры сызықлы тең өлшеулі қозғалысын өзгертиўге қаратылған тәсир болып табылады.**

Күш тек ғана тәсир еткен ўақытта ғана көринеди, күштиң тәсир етиўи тоқтағаннан кейин денеде сақланып қалмайды. Дене буннан кейин инерцияның салдарынан өзінің жаңа халын сақлап қалыўын даўам етеди. Денеге түсирилген күштиң келип шығыўы хәр қыйлы болады: урыўдың салдарынан, басымның салдарынан, орайға умтылыўшы күштен...

**V анықлама. Орайға умтылыўшы күш мынадан ибарат: усы күш пенен дене базы бир ноқатқа, орайға хәр тәрептен тартылады, айдалады ямаса тырысады.**

Салмақ күшиниң тәсиринде денелер Жердиң орайына қарай умтылады, темир магнитке қарай тартылатуғын магнит күши де орайға умтылыўшы күш, бул күш қандай болыўына қарамастан планеталарды туұры сызықлы қозғалысынан турақлы түрде аўыстырадлы хәм ийемек сызықлы траектория бойынша айланыўға мәжбүрлейди ...

Жоқарыда айтылған тырысыўларға қарама-қарсы болған, тасты қол менен айландырғанда усы дөңгелектің орайына қарай бағытланған күшти мен **орайға умтылыўшы күш** деп атайман. Бул дөңгелек бойынша қозғалыўшы қалеген дене ушын тийисли...

Орайға умтылыўшы күште үш әўлад шамалар бир биринен айрылады: абсолют, тезлениўши хәм қозғаўшы.

**VI анықлама. Орайға умтылыўшы күштиң абсолют мәниси деректиң өзиниң қуўатлығының орайдан қоршаған орталыққа тарқалғандағы үлкен ямаса киши өлшеми болып табылады.**

Мысалы магниттиң магнитлениў дәрежесине ғәрезли бир магнитте үлкен, басқа магнитте киши болыўы мүмкин.

**VII анықлама. Орайға умтылыўғы күштиң тезлениўши (тезлендириўши) шамасы усы ўақытта пайда етилген тезликтің мәнисине пропорционал шама<sup>35</sup>.**

Мысалы магниттиң киши аралықлардағы тәсири күшли, ал алыс аралықларда киши ямаса салмақ күши ойпатларда үлкен, ал таўлардың басында киши...

**VIII анықлама. Орайғы умтылыўшы күштиң қозғалтыўшы шамасы усы ўақыттағы қозғалыс муғдарына пропорционал болған өлшем болып табылады.**

Солай етип үлкен массаның салмағы да үлкен, масса киши болғанда салмақ та киши болады, сол масса, сол зат ушын салмақ Жерге жақын орынларда үлкен, ал аспандағы узақ

<sup>35</sup> «Математикалық басламалар» дың биринши китабы толығы менен орайғы умтылыўшы күшлер хәм олардың тәсирине бағышланған болып Ньютон «тезлениўши (тезлендириўши)» күшти тек усы жерде колланады.

орынларда киши. Бул шама орайға карай бағытланған денениң умтылыуы болып табылады хәм бул оның салмағы деп аталады...

### АЛЫНҒАН САБАҚ (ПОУЧЕНИЕ)

Жоқарыдағы баянлаулардың барысында буннан кейин кемирек белгили болған атамаларды түсиндирип өтиў нәзерде тутылды. Ўақыт, кеңислик, орын хәм қозғалыс улыўма белгили болған түсиниклерди қурайды. Бирақ бул түсиниклердің бизиң үйреншикли сезимлеримиз тәрәпинен қабыл етилетуғынларға қатнасы бойынша анықланатуғынлығы аңлауымыз зәрүр. Усыннан базы бир дурыс емес талқылаулар пайда болады. Оларды жоқ қылыў ушын жоқарыда гәп етилген түсиниклерди абсолют хәм салыстырмалы, хақыйқый хәм биз күткен нәрсе сыяқлы болып көринетуғын, математикалық хәм әдеттегидей етип бөлиў керек.

I. Абсолют, хақыйқый, математикалық ўақыт өзинше, өзиниң мағанасы бойынша сырттағы қандай да бир нәрсеге қатнасысыз тең өлшеўли өтеди хәм басқаша ўақыт бойынша узақлық деп те аталады.

Салыстырмалы, көзге көринип турғанындай ямаса әдеттеги ўақыт дәл шама яки бизиң сезимлеримизге байланыслы өзгермели болады. Соның менен бирге бизиң әдеттеги турмысымызда хақыйқый математикалық ўақыттың орнына қолланылатуғын тиккелей белгили бир ўақыт даўамындағы қандай да бир қозғалыстың жәрдемінде анықланатуғын сыртқы ўақыт болады. Олар саат, күн, ай, жыл.

II. Абсолют кеңислик өзиниң мәниси бойынша сыртқы ҳеш нәрсеге де салыстырмалы емес, барлық ўақытта бирдей хәм қозғалыссыз болады.

Салыстырмалы [кеңислик] абсолют кеңисликтің қандай да бир шекленген қозғалыўшы бөлими ямаса абсолют кеңисликтің өлшеми болып табылып, ол бизиң сезимлеримиз тәрәпинен базы бир денелерге салыстырмалы түрде анықланады. Ол денелер әдеттеги турмысымызда қозғалмайтуғын кеңислик сыпатында қабыл етиледі. Мысалы Жерге салыстырғандағы жердің үстиндеги ямаса астындағы кеңисликлердің үлкенликлери. Түри хәм шамасы бойынша абсолют хәм салыстырмалы кеңисликлер бирдей, бирақ санлық жағы бойынша барлық ўақытта бирдей болып қалмайды. Мысалы Жерди қозғалмайды деп қарасақ Жерге салыстырғанда бәрхә бирдей болып қалатуғын бизиң хаўамыздың кеңислиги абсолют кеңисликтің бир бөлегин қурайды. Ал хаўаның қай тәрәпке қарай өткенлигине байланыслы абсолют кеңисликти үзликсиз өзгереді деп есаплаймыз.

III. Дене тәрәпинен ийеленип турған кеңисликтің бөлими кеңисликке қатнасы бойынша абсолют кеңислик те болады, салыстырмалы кеңислик те болады. Мен кеңисликтің бөлими деп айтаман, ал денениң ийелеп турған орны хәм оның бетин қоршап турған бөлими деп айтпайман. Бирдей көлемге ийе болған денелер ушын орынлар бир бирине тең, ал олардың бетлери олардың формаларының бир бирине усамағанлығынан бирдей болмаўы мүмкин. Дурыслап айтқанда ийеленип турған орын шамаға ийе емес хәм ол өз-өзинен орын да емес, ал оған тийисли болған қәсийет болып табылады. Тутас денениң өзиниң орнынан қозғалысы менен оның бөлимлериниң қозғалысы бир нәрсе болып табылады, тап сол сыяқлы тутас денениң бөлимлериниң қозғалысларының жыйнағы тутас денениң қозғалысы болып табылады. Сонлықтан тутас денениң орны да, оның бөлимлериниң жыйнағының орны да бир нәрсе болып табылады, яғный сол жыйнақ тутасы менен барлық денениң ишинде болады.

IV. Абсолют қозғалыс денениң бир абсолют орыннан екинши абсолют орынға орын алмасыўы болып табылады. Ал салыстырмалы қозғалыс бир салыстырмалы орыннан екинши салыстырмалы орынға орын алмастырыў болып табылады. Желқомлы кораблде салыстырмалы орын деп кораблдеги сол дене турған орынға айтамыз. Мысалы корабль менен бирге қозғалатуғын сол дене турған трюмның бөлими. Салыстырмалы тынышлық

денениң кораблдің сол областында турыуы ямаса оның трюмының сол бөлиминде турыуы болып табылады.

Хақыйқый тынышлық корабль ишиндеги барлық затлары менен қозғалып баратырған кеңисликтің қозғалмайтуғын бөлегінде денениң турыуы болып табылады. Солай етип егер Жер хақыйқатында да тынышлықта турған болса, онда корабльге салыстырғанда тынышлықта турған дене кораблдің Жерге салыстырғандай тезлигине тең абсолют тезлик пенен қозғалған болар еди. Егер Жердің өзи де қозғалатуғын болса, онда денениң абсолют қозғалысы қозғалмайтуғын кеңисликтеги Жердің хақыйқый қозғалысы, кораблдің Жерге салыстырғандағы қозғалысы хәм денениң корабльге салыстырғандағы қозғалысынан табылады (...)

## § 2. Ньютон тәлиматының ең тийкарғы анықламалары менен ыызамлары

Биз жоқарыда динамиканың тийкарғы ыызамлары ушын Ньютон тәрәпинен төмендегидей анықламалар менен назамлардың усынылғанлығын көрдик<sup>36</sup>:

**1-анықлама.** Материяның муғдары (масса) оның тығызлығы менен көлемине пропорционал түрде анықланатуғын өлшем.

**2-анықлама.** Қозғалыс муғдары тезлик пенен массаға пропорционал етип алынған шаманың өлшеми.

**3-анықлама.** Материяның өзине тән күши оның қарсылық етиу қәбилетлиги болады. Сонлықтан айырып алынған қәлеген дене өзиниң тынышлық халын ямаса тең өлшеули қозғалысын сақлайды.

**4-анықлама.** Сырттан түсирилген күш денениң тынышлық халын ямаса тең өлшеули тууры сызықлы қозғалысын өзгертетуғын тәсир болып табылады.

**1-ыызам.** Қәлеген дене өзиниң тынышлық ямаса тууры сызықлы тең өлшеули қозғалыс халын усы халды өзгертиуге мәжбүрлеуши күшлер түсирилгенше сақлайды<sup>37</sup>.

**2-ыызам.** Қозғалыс муғдарының өзгериси түсирилген қозғалтыушы күшке тууры пропорционал хәм сол күш тәсир ететуғын сызық бағытында болады.

**3-ыызам.** Тәсирге бәрхама тең хәм қарама-қарсы қарсы тәсир бар, басқа сөз бенен айтқанда еки денениң өз-ара тәсири бир бирине тең хәм қарама-қарсы бағытларға қарай бағытланған.

Тығызлыққа анықлама берилмегенлиги себебинен Ньютонда масса түсиниги өзиниң анық емеслиги менен айрылып турады. Соның менен бирге массаны тығызлық пенен көлемниң көбеймеси түринде есаплау тек ғана макроскопиялық денелер ушын дурыс. Ал элементер бөлекшелер, атомлар, молекулалар ушын бундай етип массаны анықлау дурыс нәтийже бермейди. Сонлықтан Ньютон тәрәпинен массаға берилген анықлама илимде көп сақланбады хәм сонлықтан денениң инертлигине байланыслы болған басқа анықламалар менен алмастырылды.

## § 3. Ньютонның пүткил дүньялық тартылыс ыызамының баянланыуына мысаллар

Жоқарыда айтып өтилгениндей Ньютонның «Натурал философияның математикалық басламалары» китабы толығы менен орайғы умтылыушы күшлер хәм олардың тәсирине бағышланған. Енди биз усы орайғы умтылыушы күшлердің қандай ыызамларға бойсынатуғынлығын көремиз.

Китаптың 510-бетинен басланатуғын «Усыныслар» (предложения) ды көремиз.

I усыныс. I теорема. *Юпитердің жолдастарын турақлы түрде тууры сызықлы қозғалыстан ауыстыратуғын хәм орбиталарында услап туратуғын күшлер*

<sup>36</sup> Ньютон механиканың тийкарғы ыызамларын жазбастан бурын сегиз анықламаны бергенлигин биринши параграфта көрдик. Бизиң жұмысымыз ушын олардың төртеуи тиккелей әхмийетке ийе.

<sup>37</sup> Қозғалыстың биринши ыызамы ретинде Ньютон Галилей тәрәпинен ашылған усы инерция ыызамын қабыл етти.

**Юпитердің орайына қарай бағытланған хәм орынлардың усы орайғы шекемги қашықлыққарадың квадратларына кері пропорционал.**

II усыныс. II теорема. **Планеталарды турақлы түрде туұры сызықлы қозғалыстан аұыстыратуғын хәм оларды өзлериниң орбиталарында услап туратуғын күшлер Қуяшқа қарай бағытланған хәм оған шекемги қашықлыққарадың квадратларына кері пропорционал.**

III усыныс. III теорема. **Айды өз орбитасында услап туратуғын күш Жерге қарай бағытланған хәм Ай турған орыннан Жердің орайына шекемги қашықлыққа кері пропорционал.**

IV усыныс. IV теорема. **Ай Жерге тартылады хәм тартылыс күшиниң тәсириңде туұры сызықлы қозғалыстан аұысады хәм өзиниң орбитасында услап турылады.**

V усыныс. V теорема. **Юпитердің дөгерегинде айланыұшы планеталар Юпитерге тартылады, Сатурнның дөгерегинде айланыұшы планеталар Сатурнға, Қуяштың дөгерегинде айланыұшы планеталар Қуяшқа тартылады хәм усы тартылыстың күшинен планеталар туұры сызықлы қозғалыстан аұысады хәм өзлериниң орбиталарында услап турылады.**

1-нәтийже. Демек тартылыс барлық планеталарда да бар, ойткени Венера, Меркурий хәм басқа да планеталарының мәнисиниң Юпитер хәм Сатурн сыяқлы планеталар екенлигине хеш ким гүманланбайды. Барлық тартысыұ сыяқлы қозғалыстың III нызамына сәйкес тартылыс барлық ұақытта да еки тәрепке де бирдей (взаимное). Сонлықтан Юпитер өзиниң барлық жолдасларына, Сатурн өзиникине, Жер Айға, Қуяш өзиниң барлық бас планеталарына тартылады.

2-нәтийже. Қәлеген планетаға бағытланған тартысыұ орынлардан оның орайына шекемги қашықлыққарадың квадратына кері пропорционал.

3-нәтийже. 1- хәм 2-нәтийжелерге сәйкес барлық планеталар бир бирине тартылады<sup>38</sup>. Солай етип Юпитер хәм Сатурн бир бири менен тартысып өзлериниң қозғалыстарын сезилерликтей өзгертеди, Қуяш Айдың қозғалысына тәсир етеди, Қуяш пенен Ай бизиң жердеги теңизлерге тәсир етеди. Бул аұхал төменде анықланады.

VI усыныс. VI теорема. **Барлық денелер хәр бир айырым планетаға тартылады хәм қәлеген планетаның орайына шекемги қашықлыққара белгили бир турақлы мәниске ийе болғанда планетадағы денениң салмағы усы планеталардың массаларына туұры пропорционал.**

Жерге барлық аұыр денелердің бирдей бийикликтен қулап түсиұи бирдей ұақыттың ишинде болады (хаұаның жүдә киши болған карсылығының салдарынан тең өлшеұли емес әстелениұин есапқа алмағанда). Буның дурыслығының маятниклердің тербелислериниң ұақытларының теңлигинен де дәл анықланыұы мүмкин...

VII усыныс. VII теорема. **Тартылыс барлық денелер ушын тән хәм олардың хәр бириниң массасына туұры пропорционал.**

VIII усыныс. VIII теорема. **Егер бир бирине тартылыұшы еки шардың затлары орайдан бирдей қашықлыққарада бир текли болса, онда хәр бир шардың басқа шарға тартыұы олар арасындағы қашықлықтың квадратына кері пропорционал...**

1-нәтийже. Усы тийкарда хәр қыйлы планеталардағы денелердің салмақлары хәм олардың бир бирине қатнасының табылыұы мүмкин.

Солай етип Ньютонның китабында биз ушын үйреншикли болған «денелер бир бири менен олардың массаларының көбеймесине туұры пропорционал, ал олардың орайлары арасындағы қашықлықтың квадратына кері пропорционал күш пенен тартысады» деген

анықламаны көрмеймиз. Усыған байланыслы  $F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$  формуласын да келтирмейди.

Ньютон тартылыстың қашықлықтың квадратының квадратына кері пропорционал екенлигин өз алдына, ал массаларға туұры пропорционаллықты, салмақтың массаға

<sup>38</sup> Яғный барлық планеталар бир бири менен тартысады.

пропорционаллығын, тартылыстың барлық денелерге де тән екенлігін (универсаллығын) өз алдына теоремалар түрінде дәлиллейді.

#### § 4. Базы бир жуўмақлар. Ньютон механикасындағы масса

Ньютон механикасында массаның бир қатар әхмийетли қәсийетлерге ийе болатуғынлығы хәм хәр қыйлы түрде көринетуғынлығы жақсы белгили:

1. Масса заттың муғдарының, материя муғдарының өлшеми болып табылады.
2. Қурамалы денениң массасы оны курайтуғын бөлеклердің массаларының қосындысына тең.
3. Изоляцияланған денелер системасының массасы сақланады хәм ўақыттың өтиўи менен өзгермейди.
4. Денениң массасы бир есаплаў системасынан екінши есаплаў системасына өткенде өзгермейди, денениң массасы барлық хәр қыйлы болған инерциаллық координаталар системасында бирдей.
5. Денениң массасы оның инертлигиның өлшеми болып табылады (гейпара авторлар денениң инерциясының ямаса денениң инерциялылығының деп жазады).
6. Денелердің массалары олардың бир бирине гравитациялық тартысыўының дереги болып табылады.

Массаның кейинги еки қәсийетлерин толығырақ таллаймыз. Денениң инертлигиның өлшеми сыпатында масса  $m$  денениң импульсы  $\mathbf{p}$  менен оның тезлиги  $\mathbf{v}$  ны байланыстыратуғын формулаға қатнасады:

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}. \quad (4.1)$$

Масса және денениң кинетикалық энергиясы  $E_{\text{kin}}$  ниң формуласына да киреди:

$$E_{\text{kin}} = \frac{p^2}{2m} = \frac{mv^2}{2}. \quad (4.2)$$

Кеңислик пенен ўақыттың бир теклигиның салдарынан еркин денениң импульсы менен энергиясы инерциал координаталар системасында сақланады. Берилген денениң импульсы тек ғана басқа денелердің тәсиринде өзгереді:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}. \quad (4.3)$$

Бул аңлатпада  $\mathbf{F}$  арқалы денеге тәсир ететуғын күш белгиленген. Егер анықлама бойынша тезлениў  $\mathbf{a}$

$$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt}. \quad (4.4)$$

түрінде жазылатуғын болса, онда бул формуланы хәм (4.1) менен (4.3) ти есапқа алып ийе боламыз:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}. \quad (4.5)$$

Бул қатнаста масса және инерцияның өлшеми сыпатында көринеди. Солай етип Ньютон механикасында масса инерция өлшеми сыпатында (4.1) хәм (4.5) еки қатнасы

түрінде анықланады. Бір топар авторлар инерция өлшемин (4.1) қатнасы менен анықлауды, ал екінші топар авторлар (4.5) қатнасы менен анықлауды унатады. Бизин мақаламыздың предмети үшін усы еки анықламаның Ньютон механикасында бир бири менен толық үйлесетуғынлығы ғана әхмийетли.

Енди гравитацияны қараймыз. Массалары  $M$  хәм  $m$  болған еки дене арасындағы (мысалы Жер хәм тас) тартысуға сәйкес келиуши потенциал энергия мынаған тең

$$U_g = -G \frac{Mm}{r}. \quad (4.6)$$

Бул аңлатпада  $G = 6,7 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}$  ( $1 \text{ Н} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м} / \text{с}^2$  екенлигин еске түсірип өтеміз). Жердиң тасты тартыу күши тең:

$$\mathbf{F}_g = -G \frac{Mm\mathbf{r}}{r^3}. \quad (4.7)$$

(4.7) деги денелердиң массалар орайын тутастырыушы радиус-вектор  $\mathbf{r}$  Жерден тасқа қарай бағытланған (тап усындай, бирақ бағыты бойынша қарама-қарсы күш пенен тас Жерди тартады).

(4.7)- хәм (4.5)-формулардан гравитациялық майданда еркин кулап түсіуши денениң тезлениуиниң оның массасынан ғәрезли емес екенлиги келип шығады. Жердиң майданындағы тезлениуди әдетте  $g$  хәриби менен белгилейди:

$$\mathbf{g} = \frac{\mathbf{F}_g}{m} = -G \frac{M\mathbf{r}}{r^3}. \quad (4.8)$$

4.8)-формуланы оған Жердиң массасы менен радиусының мәнислерин қойып  $g$  ның мәнисин аңсат бахалауға болады ( $M_J = 6 \cdot 10^{24} \text{ kg}$ ,  $R_J = 6,4 \cdot 10^6 \text{ m}$ ). Нәтийжеде  $g \approx 9,8 \text{ m/s}^2$  шамасы алынады.

$g$  шамасының универсаллығы биринши рет Галилей тәрәпинен анықланған. Ол кулап түсіуши шардың тезлениуиниң усы шардың массасына да, шар исленген материалға да ғәрезли емес деген жуумаққа келди. Жүдә үлкен дәлликте бул ғәрезсизлик ХХ әсирдиң басында да Этвеш тәрәпинен хәм жақында өткерилген бир катар экспериментлерде тексерилди. Физиканың мектеп курсында гравитациялық тезлениудиң тезлениуши денениң массасынан ғәрезсизлигин  $m$  шамасының (4.5)-формуласына да, (4.6)- хәм (4.7)- формулаларына да киргенлигин нәзерде тутып әдетте инерт хәм гравитациялық массалардың теңлиги сыпатында характерлейди.

Бул бөлимниң басында айтып өтилген массаның басқа қәсийетлерин талламаймыз. Себеби оларды ақылға мууыпық деп және сонлықтан өзинен өзи түсиникли деп есаплаймыз. Мысалы ыдыстың массасы оның сынықларының массаларынын қосындысына тең екенлиги хеш кимде гүман пайда етпейди:

$$m = \sum m^i. \quad (4.9)$$

Сондай-ақ еки автомобилдиң массаларының қосындысы олардың бир орында турғанлығына ямаса бир бирине қарап жүрип киятырғанлығынан ғәрезсиз усы автомобиллердиң массаларының қосындысына тең екенлигине хеш ким гүманланбайды.

## **§ 5. Салыстырмалық теориясының дәрәтилиуи хәм масса хәкқындағы анықламалардың көбейуи**

**Галилейдің салыстырмалық принципі.** Егер айқын формулалардан дыққатты басқа таманға аударсақ, онда салыстырмалық принципнің Ньютон механикасының квинтэссенциясы болып табылады<sup>39</sup>.

Галилейдің кітаптарының бирінде иллюминаторлары қалың перде менен жабылған кораблдің каютасында кораблдің жағысқа салыстырғандағы тең өлшеулі туұры сызықлы қозғалысын хеш бир механикалық тәжірийбениң жәрдемінде анықлауға болмайтуғынлығы айқын түрде баянланған. Усы мысалды келтирип Галилей механикалық тәжірийбелердің бир инерциаллық есаплау системасын екінші инерциаллық есаплау системасынан айыра алмайды деп атап өтті. Бул тастыйықлау Галилейдің салыстырмалық принципі деп аталады. Математикалық жақтан бул принцип Ньютон механикасының теңлемелеринің жаңа  $r \rightarrow r' = r + Vt$ ,  $t \rightarrow t' = t$  координаталарына өткенде өзгермейтуғынлығын аңғартады. Бул аңлатпалардағы  $V$  арқалы жаңа инерциал системаның бұрынғысына салыстырғандағы тезлиги белгиленген.

**Эйнштейннің салыстырмалық принципі.** XX әсирдің басында Эйнштейннің салыстырмалық принципі деп аталатуғын улыұмалырақ принцип усынылды (формулировкаланды). Эйнштейннің салыстырмалық принципине сәйкес тек механикалық емес, ал қәлеген басқа эксперименттің (оптикалық, электрлик, магнит х.т.б.) бир инерциал есаплау системасын басқа есаплау системасынан айыра алмайды. Усы принцип тийкарында дүзилген теория салыстырмалық теориясы ямаса релятивистлик теория (латын термини «релятивизм» қарақалпақшаға аударғанда «салыстырмалық» сөзине эквивалент).

Релятивистлик теорияның релятивистлик емес теориядан (Ньютон механикасынан) айырмасы соннан ибарат, бул теория тәбиятта физикалық сигналлардың тарқалыуының шекли тезлигинің бар екенлигин хәм оның  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с қа тең екенлигин есапқа алады.

Әдетте  $c$  ның сан шамасы жөнінде жақтылықтың бослықтағы тезлигин айтады. Релятивистлик теория денелердің қәлеген  $v$  тезлигиндеги, соның ишинде  $v = c$  болған тезликлерге шекемги қозғалысларын есаплауға мүмкиншилик береді. Релятивистлик емес Ньютон механикасы релятивистлик Эйнштейн механикасының  $v/c \rightarrow 0$  деги шеклик дара жағдайы болып табылады. Ньютон механикасында сигналлардың тарқалыуының тезлигине шек қойылмайды, яғный  $c = \infty$ .

Эйнштейннің салыстырмалық принципін киргизиу кеңислик, уақыт, бир уақытлылық сыяқлы фундаменталлық түсиниклерге көз-қарасларды өзгертиуди талап етті.  $\mathbf{r}$  кеңислигинде хәм  $t$  уақыт бойынша еки уақыя арасындағы қашықлық бир инерциаллық есаплау системасынан екінші инерциаллық есаплау системасына өткенде өзгериссиз қалмай, Минковскийдің кеңислик-уақытында төрт өлшемлі вектордың қураушылары сыяқлы қәсийетлерди көрсетеді екен. Ал өзгериссиз, инвариант болып қалатуғын шама интервал деп аталатуғын шама болып табылып ол мынаған тең:  $s^2 = c^2 t^2 - \mathbf{r}^2$ .

**Салыстырмалық теориясындағы энергия, импульс хәм масса.** Еркін қозғалыушы бөлекше (дененің бөлекшелеринің системасы) ушын салыстырмалық теориясының тийкарғы формулалары мыналар:

$$E^2 - \mathbf{p}^2 c^2 = m^2 c^4 \quad (5.1)$$

$$\mathbf{p} = \frac{\mathbf{v}E}{c^2} \quad (5.2)$$

Бул формулалардағы  $E$  энергия,  $\mathbf{p}$  импульс,  $m$  масса,  $\mathbf{v}$  бөлекшенің тезлиги (бөлекшелер системасының, дененің тезлиги). Бул аңлатпалардағы бөлекше ямаса дене ушын жазылған масса  $m$  менен тезлик  $\mathbf{v}$  Ньютон механикасындағы биз пайдаланған шамалар болып табылады.  $t$  менен  $\mathbf{r}$  сыяқлы төрт өлшемлі координаталардай энергия  $E$

<sup>39</sup> Тийкары, тийкарғы мағанасы мәнисінде.



менен импульс  $p$  төрт өлшемлі бір вектордың құраушылары болып табылады. Бір инерциаллық системадан екінші инерциаллық системаға өткенде бұл құраушылар Лоренц түрлендіріулеріне сәйкес өзгереді. Бірақ ұсының менен бір қатарда масса өзгеріссіз қалады хәм ол Лоренц инвариантлары қатарына киреди.

Ньютон механикасындағыдай салыстырмалық теориясында да изоляцияланған бөлекшениң ямаса изоляцияланған бөлекшелер системасының импульсиниң хәм энергиясының сақланыу нызамы орын алатуғынлығын атап айтыу керек.

Буның менен бір қатарда Ньютон механикасындағыдай энергия менен импульс аддитив шамалар болып табылады: еркин бөлекшелердиң толық энергиясы менен импульси сәйкес тең:

$$E = \sum_{i=1}^n E_i, \quad \mathbf{p} = \sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i. \quad (5.3)$$

Ал массаға келетуғын болсақ изоляцияланған системаның массасы сақланады, ұақыттың өтиуі менен өзгермейди, бірақ аддитивлік қасиетке ийе болмайды (төменде қараңыз).

Дене тыныш тұрғанда да оның энергиясының нолге айланбауы салыстырмалық теориясының әхмийетли өзгешелиги (яғның  $\mathbf{v} = 0$ ,  $\mathbf{p} = 0$  болғанда да массалы денениң энергиясы нолге тең болмайды) болып табылады. (2.1) ден көринип тұрғанындай денениң тынышлықтағы энергиясы (оны әдетте  $E_0$  белгиси менен белгилейди) оның массасына пропорционал:

$$E_0 = mc^2. \quad (5.4)$$

Атап айтқанда Эйнштейнниң 1905-жылғы тынышлықта тұрған массалы инерт материяда энергияның оғада үлкен запасының (шекли тезлик  $c$  ның квадратына байланысly) жыйналғанлығы хәққындағы тастыйықлауы салыстырмалық теориясының баслы әмелий нәтийжеси болып табылады. (5.4)-формулаға барлық ядролық энергетика хәм барлық әскерий ядролық техника тийкарланған. Усы формулаға әдеттеги барлық энергетиканың тийкарланған болыуы да мүмкин. Бұл хәққында кең түрде белгили емес.

**Релятивистлик теңлемелердиң шеклик жағдайлары.** (5.1)- хәм (5.2)- теңлемелердиң оғада зор қасиетлери соннан ибарат, олар  $0 < v < c$  болған тезликлер интервалындағы бөлекшелердиң қозғалысын тәриплейди. Дара жағдайда (5.2)  $v = c$  болған тезликлер ушын аламыз:

$$pc = E. \quad (6.1)$$

Бұл теңликти (5.1) ге қойсақ бөлекше жақтылықтың тезлигиндей тезлик пенен қозғалғанда оның массасы нолге тең болады деген жуумаққа келемиз. Массасы жоқ бөлекше ушын ол тынышлықта туратуғын координата системасы болмайды. Бундай бөлекшелер ушын тынышлық олардың тек «түсине енеди»

Массалы денелер ушын (бундай бөлекшелерди егер олар жүдә жеңил болса да биз ноллик емес массаға ийе бөлекшелер деп атаймыз) энергия менен импульс ушын жазылған формулаларды масса хәм тезлик арқалы аңлатқан қолайлы. Буның ушын (5.2) ни (5.1) ге қоямыз:

$$E^2(1 - v^2/c^2) = m^2c^4 \quad (6.2)$$

хәм квадрат түбир алыу арқалы табамыз:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (6.3)$$

(6.3) ти (5.2) ге қойып мына формуланы аламыз:

$$\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (6.4)$$

(6.3)- хәм (6.4)-формулалардан массалы денениң ( $m \neq 0$ ) жақтылықтың тезлигиндей тезлик пенен қозғала алмайтуғынлығы көринип тур, себеби бул жағдайда денениң энергиясы менен импульсының шексизликке айланыуы керек.

Салыстырмалық теориясы бойынша әдебиатта әдетте мына белгилеулер қолланылады:

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad (6.5)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (6.6)$$

$\gamma$  ны пайдаланып  $E$  менен  $\mathbf{p}$  ны мына түрде жазамыз:

$$E = \gamma mc^2, \quad (6.7)$$

$$\mathbf{p} = \gamma m\mathbf{v}. \quad (6.8)$$

Кинетикалық энергия  $E_{\text{kin}}$  шамасын толық энергия  $E$  менен тынышлық энергиясы  $E_0$  диң айырмасы сыпатында анықлаймыз:

$$E_{\text{kin}} = E - E_0 = mc^2(\gamma - 1). \quad (6.9)$$

$v/c \ll 1$  болған шекте (6.8) бенен (6.9) аңлатпаларында  $\beta$  бойынша қатардың биринши ағзаларын қалдырыу керек. Бундай жағдайда биз тәбийий түрде Ньютон механикасы формулаларына қайтып келемиз:

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}, \quad (6.10)$$

$$E_{\text{kin}} = \frac{p^2}{2m} = \frac{mv^2}{2}. \quad (6.11)$$

Бул жерде Ньютон механикасындағы денениң массасы менен релятивистлик механикадағы денениң массасының бир шама екенлиги көринип тур.

**Салыстырмалық теориясындағы күш хәм тезлениу арасындағы байланыс.** Салыстырмалық теориясында да күш  $\mathbf{F}$  пенен импульс  $\mathbf{p}$  ның өзгериси арасындағы Ньютон қатнасының орын алатуғынлығын көрсетиуге болады:

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt}. \quad (7.1)$$

(7.1) менен тезлениудің анықламасы болған

$$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt}. \quad (7.2)$$

аңлатпасын пайдаланып жеңил түрде аламыз:

$$\mathbf{F} = m\gamma\mathbf{a} + m\gamma^3\beta(\beta\mathbf{a}). \quad (7.3)$$

Бул жерде релятивисттик емес жағдайдан айырма соннан ибарат, тезлениу бағыты бойынша күшке параллел емес, ал тезлик бойынша қураушыға ийе болады. (7.3) ти  $v$  ға көбейтиу арқалы табамыз:

$$\mathbf{a}\mathbf{v} = \frac{\mathbf{F}\mathbf{v}}{m\gamma(1+\gamma^2\beta^2)} = \frac{\mathbf{F}\mathbf{v}}{m\gamma^3}. \quad (7.4)$$

Буны (7.3) ке қойып аламыз:

$$\mathbf{F} - (\mathbf{F}\beta)\beta = m\gamma\mathbf{a}. \quad (7.5)$$

Ньютон механикасы көз-қарасы бойынша (7.5) тиң әдеттегидей емес екенлигине қарамастан, атап айтқанда усы әдеттегидей емесликтің салдарынан бул теңleme релятивисттик бөлекшелердің қозғалыстарын дурыс тәриплейди. XX әсирдің басынан баслап бул теңleme электр хәм магнит майданларының хәр қыйлы конфигурацияларында көп санлы эксперименталлық тексеріулерден өтті. Бул теңleme релятивисттик тезлеткишлердің инженерлик есаплауларының тийкары болып табылады.

Солай етип, егер  $\mathbf{F} \perp \mathbf{v}$  болса, онда

$$\mathbf{F} = m\gamma\mathbf{a}. \quad (7.6)$$

Ал, егер  $\mathbf{F} \parallel \mathbf{v}$  болса, онда

$$\mathbf{F} = m\gamma^3\mathbf{a}. \quad (7.7)$$

Солай етип, егер күштиң тезлениуіге қатнасын «инерт масса» деп анықлауға урынатуғын болса, онда бул шама салыстырмалық теориясында күш пенен тезликтің бир бирине салыстырғандағы бағыттарына ғәрезли болады екен. Сонлықтан массаны бир мәнисли етип анықлауға болмайды. Ал гравитациялық тәсирлесиуди қарағанда «гравитациялық масса» хәққында да тап усындай нәтижеге келемиз.

**Салыстырмалық теориясындағы гравитациялық тартысыу.** Егер Ньютон теориясында гравитациялық тәсирлесиу күши тәсирлесиуши денелердің массасы арқалы анықланатуғын болса, онда релятивисттик жағдайда ситуация бир қанша қурамалы болады. Мәселе соннан ибарат, релятивисттик жағдайда гравитациялық майданның дереги он дана хәр қыйлы қураушыларына ийе болатуғын энергия-импульс тензоры болып табылады (Салыстырыу ушын атап өтемиз: электромагнит майданының дереги төрт өлшемли вектор болып табылатуғын электромагнит тоқ болып, ол төрт қураушыға ийе).

Жүдә әпиуайы мысалды көремиз: бир дене үлкен  $M$  массасына ийе болсын хәм ол тынышлықта турған болсын (мысалы Қуяш ямаса Жер), ал екинши дене жүдә киши ямаса ноллик массаға ийе болсын (мысал  $E$  энергиясына ийе электрон ямаса фотон). Улыұмалық салыстырмалық теориясынан келип шығып жеңил бөлекшеге тәсир ететуғын күштиң

$$\mathbf{F} = -G \frac{ME}{c^2 r^3} \left[ (1 + \beta^2) \mathbf{r} - (\mathbf{r}\beta) \beta \right] \quad (8.1)$$

шамасына тең екенлигин көрсетіуге болады. Киши тезлик пенен қозғалыушы электрон ушын  $\beta \ll 1$ , сонлықтан квадрат қайсырма ишиндеги аңлатпа шама менен  $r$  ге тең болады хәм сонлықтан  $E_0/c^2 = m$  екенлигин есапқа алып Ньютонның релятивистлик емес формуласына аңсат түрде қайтып келемиз. Бирақ  $v/c \sim 1$  ямаса  $v/c = 1$  болған жағдайларда биз принципиаллық жақтан пүткиллей жаңа кубылысқа дуўшакерлесемиз: релятивистлик бөлекшениң «гравитациялық массасы» ның орнын ийелейтуғын шама тек ғана бөлекшениң энергиясынан ғәрезли болып қоймай,  $\mathbf{r}$  хәм  $\mathbf{v}$  векторларының бир бирине салыстырғандағы бағытларынан да ғәрезли болып шығады. Егер  $\mathbf{v} \parallel \mathbf{r}$  болса «гравитациялық масса»  $E/c^2$  қа, ал  $\mathbf{v} \perp \mathbf{r}$  болса, энергияның мәниси  $(E/c^2)(1 + \beta^2)$  қа, ал фотон ушын  $2E/c^2$  қа тең болады.

Биз жоқарыда тырнақша белгисин релятивистлик денелер ушын гравитациялық масса түсинигин қолланыуға болмайтуғынлығын атап өтиу ушын қолландық. Мысалы фотон ушын гравитациялық масса деп айтыу хеш қандай мәниске ийе емес, себеби вертикал бағытта қулап түсетуғын фотон ушын есапланған бул шама горизонт бағытында ушыушы фотон ушын есапланған тап усы шамаға қарағанда еки есе киши болады.

Бир релятивистлик бөлекшениң динамикасының аспектлерин талқылағаннан кейин, енди бөлекшелер системасының массасы хәққындағы мәселени талқылауға кирисемиз.

**Бөлекшелер системасының массасы.** Биз жоқарыда салыстырмалық теориясында система массасының оны қураушы денелердің массаларының қосындысынан турмайтуғынлығын атап өткен едик. Усы тастыйықлауды бир неше мысаллар менен көргизбелі етип сәулелендириу мүмкин.

1. Қарама-қарсы бағытларда ушыушы энергиялары бирдей  $E$  болған еки фотонды қараймыз. Бундай системаның қосынды импульси нолге тең, ал қосынды энергиясы (бул энергия еки фотоннан туратуғын системаның тынышлықтағы энергиясы)  $2E$  ге тең. Демек бул системаның массасы  $2E/c^2$  қа тең болады. Еки фотон системасының массасының тек сол фотонлар бир бағытта қозғалғанда ғана нолге тең болатуғынлығына аңсат көз жеткеріуге болады.

2.  $n$  дана денеден туратуғын системаны қараймыз. Системаның массасы мына формула жәрдемінде анықланады:

$$m = \left[ \left( \sum_{i=1}^n \frac{E_i}{c^2} \right)^2 - \left( \sum_{i=1}^n \frac{\mathbf{p}_i}{c} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (9.1)$$

Бул аңлатпада  $\sum E_i$  аркалы бул денелердің энергияларының қосындысы, ал  $\sum \mathbf{p}_i$  аркалы олардың импульслериниң векторлық қосындысы белгиленген.

Жоқарыда келтирилген еки мысал еркин бөлекшелер системасына тийисли, бул системалардың өлшемлери оны қураушы бөлекшелердің еркин ушыуының нәтийжесинде уақыттың өтиуи менен шексиз үлкейеди. Енди өлшемлери өзгермей қалатуғын системаларды қарауға өтемиз.

3. Протон менен электроннан туратуғын водород атомын қараймыз. Атомның тынышлықтағы энергиясын жақсы дәлликте төрт қосылыушыдан туратуғын қосынды сыпатында көрсетіу мүмкин:

$$E_0 = m_p c^2 + m_e c^2 + E_{kin} + U. \quad (9.2)$$

Бул аңлатпада  $m_p$  протонның,  $m_e$  электронның массасы,  $E_{kin}$  электронның кинетикалық, ал  $U$  электронның потенциал энергиясы. Потенциал энергия  $U$  протон менен электронның электр зарядларының өз-ара тартысуының себебинен пайда болған хәм ол

электронға протонды таслап алысқа ушып кетиуге мүмкіншілік бермейди. Тәжірийбеде дурыслығы қайта-кайта тексерілген теориядан мына аңлатпа келип шығады:

$$E_{\text{kin}} + U = - E_{\text{kin}} = - \frac{m_e v_e^2}{2}. \quad (9.3)$$

Бул аңлатпадағы  $v_e \approx c/137$  водород атомындағы электронның тезлиги болып табылады. Буннан

$$m_H = \frac{E_0}{c^2} = m_p + m_e - \frac{m_e v_e^2}{2c^2}. \quad (9.4)$$

Солай етип водород атомының массасы  $m_p + m_e$  қосындысынан бир неше жүз мыңнан бирге үлеске киши болады екен.

4. Енди протон менен нейтроннан туратуғын водородтың аўыр изотопының ядросы – дейтронды қараймыз. Протон хәм нейтрон бир бири менен водород атомындағы электронға салыстырғанда күшлирек тартысады хәм тезирек қозғалады. Усының нәтийжесинде дейтронның массасы протон хәм нейтронның массаларының қосындысынан шама менен 0,1 процентке киши болады.

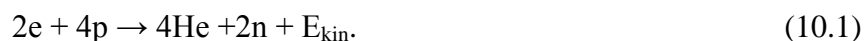
Соңғы еки мысалды биз хәқыйқатында релятивистлик емес механика тийкарында қарадық. Себеби талқыланып атырған массалар айырмасы (бул айырманы массалар дефекти деп атайды) үлкен әхмийетке ийе болса да, массалардың өзлериниң мәнислерине салыстырғанда жүдә киши.

Енди 2-бөлимде атап өтилген сындырылған ыдысты еске салатуғын ўақыт келди. Ыдыстың сынықларының массаларының қосындысы ыдыстың өзиниң массасына бул сынықлардың байланыс энергиясы олардың тынышлықтағы энергиясынан қаншама киши болатуғын дәлликте тең.

**Тынышлықтағы энергия менен кинетикалық энергия арасындағы өз-ара өтиўлерге мысаллар.** Ядролық хәм химиялық реакцияларда егер реакцияға кириўши бөлекшелердиң массаларының қосындысы реакция өниминиң массасынан үлкен болатуғын болса тынышлықтағы энергия энергияның сақланыў нызамына сәйкес реакция продуктлериниң кинетикалық энергиясына өтиўи керек. Төрт мысал көремиз:

1. Электрон менен позитрон аннигиляцияға ушырағанда электрон хәм протонның тынышлықтағы барлық энергиясы толығы менен фотонлардың кинетикалық энергиясына өтеди.

2. Қуяштағы термоядролық реакциялардың нәтийжесинде еки электрон менен төрт протонның гелий ядросы менен еки нейтриноға айланыўы орын алады:



Бөлинип шығатуғын энергия  $E_{\text{kin}} = 29,3$  МэВ. Протонның массасының 938 МэВ, ал электронның массасының 0,5 МэВ екенлигин есапқа алатуғын болсақ, онда массаның салыстырмалы киширейиўи процент муғдарында болады ( $\Delta m/m = 0,8 \cdot 10^{-2}$ ).

Киши тезлик пенен қозғалыўшы нейтрон  $^{235}\text{U}$  ядросы менен соқлығысқанда сол ядро еки бөлекке бөлинеди, уранның басқа ядроларын бөлиўге алып келетуғын еки ямаса үш нейтрон ушып шығады хәм При столкновении медленного нейтрона с ядром  $^{235}\text{U}$  ядро делится на два осколка, вылетают 2 или 3 нейтрона, способных поразить другие ядра урана, хәм  $E_{\text{kin}} = 200$  МэВ муғдарындағы энергия бөлинип шығады. Бул жағдайда  $\Delta m/m = 0,9 \cdot 10^{-3}$  екенлигине аңсат көз жеткерийуге болады.

Асханадағы газ плитасында метанның жаныў реакциясы болған



Реакциясында метанның хәр куб метрине 35,6 МДж энергия бөлинип шығады. Метанның тығызлығының  $0,89 \text{ кг/м}^3$  екенлигин есапқа алсақ, онда бул жағдайда  $\Delta m/m = 10^{-10}$  екенлигине ийе боламыз. Химиялық реакциялардағы  $\Delta m/m$  ниң шамасы ядролық реакциялардағыға қарағанда  $10^7$ - $10^8$  ге киши болып, энергияның бөлинип шығыу механизминиң мәниси бирдей болады: тынышлықтағы энергия кинетикалық энергияға өтеди.

Денениң ишки энергиясы өзгергенде денениң массасының барлық ўақытта да өзгеретуғынлығын атап өтиў ушын әдеттегидей еки мысалды көремиз.

- 1) темир утюг  $200^\circ\text{C}$  ға кызғанда оның массасы  $\Delta m/m = 10^{-12}$  шамасына артады<sup>40</sup>;
- 2) муздың базы бир муғдары толығы менен суўға айланса  $\Delta m/m = 3,7 \cdot 10^{-12}$ .

**Массаның Эйнштейн менен Ньютон теорияларындағы тутқан орынларын салыстырыў.** Жоқарыда айтылғанлардың барлығын есапқа алып Эйнштейн механикасындағы массаның тутқан орны менен Ньютон механикасындағы массаның тутқан орнын салыстырыў мақсетке муўапық келеди.

1. Салыстырмалық теориясында Ньютон механикасындағыдай материяның муғдарының өлшеми емес. Материя түсинигиниң өзи релятивистлик теорияда релятивистлик емес теориядағыға қарағанда әдеўир бай. Релятивистлик теорияда зат (протонлар, нейтронлар, электронлар) пенен нурланыў (фотонлар) арасында принципиаллық айырма жоқ.

Протонлар, нейтронлар, электронлар хәм фотонлар элементар бөлекшелер деп аталатуғын семействоның жийи ушырасатуғын ўәкиллери болып табылады. Фотонлардың ноллик массаға ийе бирден бир бөлекше емес болыуы мүмкин. Нейтриноның базы бир типлериниң ноллик массаға ийе екенлиги бийкарланбайды. Физиклердиң қолларында бар әсбаплардың жәрдемінде ашыў оғада қыйын болған еле ашылмаған массасыз бөлекшелердиң бар болыуы мүмкин.

2. Релятивистлик теорияда егер системада (тәрези тасында) айырым бөлекшелер (атомлар) қаншама көп болса, онда оның массасы да соншама үлкен болады. Ал релятивистлик теорияда болса бөлекшелердиң энергиялары олардың массаларынан үлкен болған жағдайдарда бөлекшелер системасының массасы сол бөлекшелердиң санынан да, олардың энергиясынан да, импульслериниң өз-ара бағытларынан да ғәрезли болады. Қурамалы денениң массасы оны қураўшы денелердиң массаларының қосындысына тең емес.

3. Ньютон механикасындағыдай изоляцияланған системаның массасы сақланады, ўақыттың өтиўи менен өзгермейди. Енди бул айтылған денелердиң санына тек «затлар» емес (мысалы атомлар), ал «нурланыў» (фотонлар) да киреди.

4. Ньютон механикасындағыдай салыстырмалық теориясында денениң массасы бир инерциал есаплаў системасынан екинши инерциал есаплаў системасына өткенде өзгермейди.

5. Релятивистлик қозғалыўшы денелердиң массасы олардың инертлилигиниң өлшеми емес. Кала берсе релятивистлик қозғалыўшы денелердиң инертлилигиң бирден бир өлшеми пүткиллей жоқ. Себеби тезлетіўши күшке денениң қарсылығы тезлик пенен күш арасындағы мүйештиң мәнисине ғәрезли.

6. Релятивистлик қозғалыўшы денениң массасы оның гравитация майданы менен тәсирлесіўин анықламайды. Бул тәсирлесіў денениң энергиясы менен импульсынан ғәрезли болған аңлатпадан ғәрезли.

Жоқарыдағы төрт «ондай емес» ке қарамастан масса салыстырмалық теориясында да денениң әҳмийетли характеристикасы болып табылады. Нолге тең масса «дене» ниң барлық ўақытта да жақтылықтың тезлигиндей тезлик пенен қозғалатуғынлығын

<sup>40</sup> Темирдиң жыллылық сыйымлығының  $450 \text{ Дж/кг} \cdot \text{град}$  екенлигин есапқа алсақ буны аңсат тексерип көриўге болады.

билдиреди. Нолге тең емес масса денениң усы дене киши тезлик пенен қозғалатуғын ямаса тынышлықта туратуғын есаплау системасындағы механикасын тәриплейди. Бул есаплау системасы басқа инерциал есаплау системаларына қарағанда айырып алынған айрықша система болып табылады.

7. Салыстырмалық теориясына мууапық бөлекшениң массасы оның тынышлықтағы энергиясының өлшеми болып табылады:  $E_0 = mc^2$ . Массаның бул қәсийети релятивистлик емес механикада белгисиз еди.

Элементар бөлекшениң массасы оның әхмийетли характеристикаларының бири болып табылады. Оның мәнисин мүмкин болғанынша дәл өлшеуге тырысады. Турақлы (стабил) хәм узақ жасайтуғын бөлекшелердиң массасын олардың энергиясы менен импульсин бир биринен ғәрезсиз өлшеуден кейин  $m^2 = E^2/c^4 - p^2/c^2$  формуласын пайдаланып табады. Ал қысқа жасаушы бөлекшелердиң массаларын олар ыдырығанда тууылатуғын ямаса тууылғанда «қатнасатуғын» бөлекшелердиң энергиялары менен импульстарын өлшеу арқалы анықланылады.

Барлық элементар бөлекшелердиң массалары олардың басқа да қәсийетлери менен (жасау уақыты, спино, ыдырау усылы) бир қатарда турақлы түрде жаңаланып турылатуғын жыйнақларда басылып турады.

## § 6. Биринши бап бойынша базы бир жуумақлар

Денениң массасы менен усы денедегі энергия арасындағы байланысты анықлайтуғын Эйнштейнниң формуласы салыстырмалық теориясының сөзсиз ең уллы формуласы болып табылады. Бул формула бизди қоршап турған дүньяны жаңадан, тереңрек түсиниуге мүмкиншилик берди. Оның әмелий әхмийети оғада үлкен хәм белгили бир дәрежеде қайғылы да. Бази бир мағанада бул формула ХХ әсир илиминиң символына айланды.

Эйнштейнниң формуласы хәкқында мыңлаған мақалалар хәм жүзлеген китаптар жазылды. Ондай болатуғын болса бул формула хәкқында мақала жазыудың қандай зәрүрлиги бар?

Бул сорауға жууап бериудиң алдында мына жағдайды ойлап көриуди усынаман: масса менен энергия арасындағы қатнастың физикалық мәниси қалай етип жазылғанда хәкыйқатлыққа толық сәйкес келеди?

Төменде төрт формула берилген:

$$E_0 = mc^2, \quad (\text{A.1})$$

$$E = mc^2, \quad (\text{A.2})$$

$$E_0 = m_0c^2, \quad (\text{A.3})$$

$$E = m_0c^2. \quad (\text{A.4})$$

Бул аңлатпаларда  $c$  арқалы жақтылықтың тезлиги,  $E$  арқалы денениң толық энергиясы,  $E_0$  арқалы тынышлықтағы энергиясы,  $m_0$  арқалы сол денениң тынышлықтағы массасы белгиленген.

Енди усы формулалардың қайсысын ең дурыс деп есаплайтуғын болсаңыз олардың номерлерин избе-из жазып шығыңыз. Буннан кейин мақаланы оқыуды дауам етиңиз.

Көпшиликке арналған әдебиятта, мектеп сабақлықларында хәм жоқары оқыу орынлары ушын жазылған оқыу қуралларында (А.2)-формула (хәм оның нәтийжеси сыпатында (А.3)-формула) үлкен орынды ийелейди хәм оны оңнан шеп тәрепке қарап оқыйды хәм былайынша түсіндиреди: энергия менен бирге денениң массасы өседі (бул жерде энергия хәкқында айтқанда ишки хәм кинетикалық энергия нәзерде тутылады).

Ал теориялық физика, әсиресе элементар бөлекшелердиң теориясы (бул теория ушын салыстырмалық теориясы тийкарғы қурал болып табылады) бойынша терең мәнили монографиялар менен мақалаларда (А.2)- хәм (А.3)-формулалар пүткіллей жоқ. Бул китаптар хәм мақалалар бойынша денелердиң қозғалыуы менен олардың массасы

өзгермейди хәм ол турақлы көбейтиўши дәллигинде тынышлықта турған денениң энергиясына тең, яғный (А.1)-формула дурыс. Усыған байланыслы «тынышлықтағы масса» термини хәм оның белгиси артықмаш болып, олар пүткиллей қолланылмайды. Солай етип сондай бир пирамида бар деп есаплаймыз, оның ултанын миллионлаған нускада шығарылған көпшиликке арналған илимий әдебият, мектеп сабақлықлары қурайды, ал төбесинде болса нускалар саны мыңлаған болған элементар бөлекшелер теориясына бағышланған монографиялар менен мақалалар жайласады.

Бул теориялық пирамиданың ултаны менен төбеси ортасында да көп санлы китаптар менен мақалалар бар болып, оларда қандай да бир жумбақ жағдайлар менен барлық үш (хәтте төртеуи де) формула гезлеседи. Усындай жағдайлардың орын алыўына биринши гезекте усы ўақытларға шекем саўатлы адамлардың кең тайпасына усы абсолют эпиўайы мәселени түсиндиримеген физик-теоретиклер айыплы.

Бул мақаланың максети мүмкин болғанынша эпиўайы тил менен (А.1)-формуланың салыстырмалық теориясының мәнисине неликтен адекват (сәйкес келетуғын), ал (А.2)-хәм (А.3)-формулалардың адекват емес (сәйкес келмейтуғынлығын) екенлигин түсиндириў және соған сәйкес оқыў әдебиятларында хәм көпшиликке арналған илимий әдебиятларда анық, қәтеликлерге хәм дурыслығына ямаса дурыс емеслигине гүман пайда етпейтуғын терминологияны пайда етиў болып табылады. Бундай терминологияны мен буннан былай дурыс терминология деп есаплайман. Мен оқыўшыны «тынышлықтағы масса» түсинигиниң керек емес екенлигин, «тынышлықтағы масса» ның орнына берилген дене ушын салыстырмалық теориясында да, Ньютон механикасында да бирдей болған массаның бар екенлигин, еки теорияда да массаның есаплаў системасынан ғәрезли емес екенлигин, тезликке ғәрезли болған масса ҳаққындағы түсиниктиң ХХ әсирдиң басында импульс пенен тезликлер арасындағы Ньютон бойынша қатнасты жақтылықтың тезлигиндей тезликлер ушын областларға ызамсыз түрде тарқатыўдың нәтийжесинде пайда болғанлығын, тезликтен ғәрезли болған масса түсиниги менен биротала хошласыў ушын ўақыттың келгенлигине исениў мүмкин.

Талқылаўларымызды шәртли түрде еки бөлимге бөлемиз. Биринши бөлимінде Ньютон механикасындағы массаның тутқан орны талқыланады. Буннан кейин салыстырмалық теориясының бөлекшениң импульсы менен энергиясын оның массасы тийкарғы формулалары талқыланады және тезлениў менен күш арасындағы байланыс орнатылады, кейин гравитациялық күш ушын релятивистлик аңлатпа келтириледи.

Бир неше бөлекшеден туратуғын системаның массасының қалай анықланатуғынлығы көрсетилген хәм соның нәтийжесинде денениң ямаса денелер системасының массасы өзгеретуғын, қала берсе массаның өзгериси кинетикалық энергияны алып жүриўши бөлекшелердиң жутылыўы ямаса шығарылыўы менен жүзеге келетуғын физикалық процесслерге мысаллар келтирилген. Мақаланың биринши бөлими хәзирги ўақытлары алып барылып атырған элементар бөлекшелердиң массаларын теориялық есаплаўларға қаратылған хәрекет етиўлерди баянлайтуғын қысқаша гүрриң менен жуўмақланады.

Екинши бөлимінде энергиясы менен бирге өсетуғын релятивистлик масса деп аталыўшы масса түсинигиниң пайда болыў тарийхы ҳаққында гүрриң етиледи. Усы архаистлик түсиникти пайдаланыў салыстырмалық теориясының төрт өлшемли симметриялық формасына жуўап бермейди хәм оны оқыў көпшиликке арналған илимий әдебиятларда үлкен түсинбеўшиликлерди пайда етеди.



## II БАП. МАССА ҲАҚҚЫНДАҒЫ ТӘЛИМАТТЫҢ БУННАН БЫЛАЙ РАЎАЖЛАНЫҰЫ

### § 7. Еки әсир аралығы: төрт «масса»

Жоқарыда баянланғанлар арнаұлы салыстырмалық теориясы менен жұмыс ислеп көрген қәлеген физик-теоретикке белгили болыұы тийис. Екинши тәрәптен қәлеген физик, хәтте тек физик емес Эйнштейннің  $E = mc^2$  формуласы хәққында еситкен. Сонлықтан тәбийий түрде мынадай сораұ туұылады: әдебиятта хәм оқыұшылардың ойларында мына бири бирин бийкарлайтуғын еки

$$\begin{aligned} E_0 &= mc^2, \\ E &= mc^2 \end{aligned}$$

формула қалай орын алады?

Усы сораұға жуұапты излеұдың алдында және бир рет биринши формула бойынша тынышлықтағы денениң массасына  $E_0$  энергиясының сәйкес келетуғынлығын, ал екинши формула бойынша энергиясы  $E$  болған қәлеген денениң  $E/c^2$  массаға ийе болатуғынлығын еске салып кетемиз. Биринши формула бойынша дене қозғалғанда оның массасы өзгермейди. Екинши формула бойынша денениң тезлиги артса оның массасы да үлкейеди. Биринши формула бойынша фотон массаға ийе емес, ал екинши формула бойынша фотон  $E/c^2$  шамасына тең массаға ийе.

Еки формуланың да бир ўақытта не себептен пайдаланылып атырғанлығы хәққындағы қойылған сораұға жуұап бериұ ушын арнаұлы салыстырмалық теориясының дәрәтилиұ, интерпретацияланыұ хәм мойынланыұ тарийхына сер салыұға туұра келеди.

Масса менен энергияның байланысы хәққындағы мәселени талқылағанда басланғыш ноқат ретинде әдетте Дж.Дж.Томсонның 1881-жылы жарық көрген мақаласын алады. Бул мақалада зарядланған денениң усы денениң инерт массасының электромагнит майданы тәрәпинен дәрәтилген бөлегиниң шамасын анықлаұға қаратылған биринши тырысыұ орын алған.

Әдетте салыстырмалық теориясының туұылыұын Эйнштейннің 1905-жылғы мақаласы менен байланыстырады (Einstein A.//Ann. d. Phys. 1905. Bd 17. S. 891; аудармасы: Эйнштейн А. Собрание научных трудов. - М.: Наука, 1965. - Т. 1. С. 7). Бул мақалада бир ўақытлылықтың салыстырмалығы анық түрде айтылған. Бирақ теорияны дәрәтиұ хәм интерпретациялаұ бойынша жұмыслар 1905-жылдан әдеұир бурын басланды хәм 1905-жылдан кейин де көп ўақытлар даұам етти.

Егер интерпретациялаұ хәққында гәп ететуғын болсақ, онда бул процесс хәзирги ўақытларға шекем даұам етип атыр. Егер ондай болмағанда бул мақаланы жазыұдың кереги болмаған болар еди. Ал мойынлаұға келсек, онда 1922-жылдың ақырында Эйнштейнге Нобель сыйлығы берилгенге шекем салыстырмалық теориясының көпшилик тәрәпинен мойынланбағанлығын атап өтиұ мүмкин.

Швед Илимлер Академиясының секретары Эйнштейнге Академияның Нобель сыйлығын фотоэффектти ашқанлығы ушын бергенлигин, «бирақ Сизиң салыстырмалық хәм гравитация теорияларыңыздың болажақта тастыйықланғаннан кейин мойынланатуғын бахалылығын есапқа алмай» деп жазды (А.Пайстың китабы бойынша цитата келтирилген).

$E = mc^2$  формуласы 1900-жылы салыстырмалық теориясы дәрәтилместен бурын пайда болды. Оны жазған А.Пуанкаре болып, ол  $E$  энергиясын алып жүретуғын тегис жақтылық толқынының абсолют шамасы Пойнтинг теоремасына сәйкес  $E/c$  болған  $p$  импульсын алып жүретуғынлығынан басшылыққа алды. Импульс ушын релитивистлик емес Ньютон формуласы  $p = mv$  ны қолланып хәм жақтылық ушын  $v = c$  екенлигин есапқа алып

Пуанкаре өзінің жұмысында фотон  $m = E/c^2$  инерт массасына ийе болады деген жуўмаққа келди.

Бул айтылған ўақыядан бир жыл бұрын Лоренц 1899-жылы биринши болып ионлардың бойлық хәм көлденең массалары түсинигин усынды. Олардың бириншиси тезликтің өсиўи менен  $\gamma^3$  ке, ал екіншиси тезликтің өсиўи менен  $\gamma$  ға пропорционал өседі. Ол усындай жуўмаққа күш пенен тезлениў арасындағы Ньютон байланысы болған  $F = ma$  формуласын қолланыў менен келди. Электронлар ушын бул массаларды толық талқылаў 1904-жылы жарық көрген Lorentz Н. А.//Ibidem. 1904. V. 6. P. 809; (переводы:// 1) Принцип относительности: Сб. работ классиков релятивизма / Г. А. Лоренц, А. Пуанкаре, А. Эйнштейн, Г. Минковский. - Под ред. В.К. Фредерикса, Д.Д. Иваненко. - Л., ОНТИ, 1935. - С. 76; 2) Принцип относительности: Сб. работ по специальной теории относительности / Сост. А.А. Тяпкин. - М.: Атомиздат, 1973. - С. 67) жұмысында да бар.

Солай етип бизің хәзирги түсиниўимизге еки әсир шегарасында релятивистлик объектлерди тәриплеў ушын релятивистлик емес формулаларды қолланыўдың салдарынан денениң энергиясы менен өсетуғын «массалардың» семействосы пайда болды:

«релятивистлик масса»  $m = E/c^2$ ,

«көлденең масса»  $m_{\perp} = m\gamma$ ,

«бойлық масса»  $m_{\parallel} = m\gamma^3$ .

$m \neq 0$  болса релятивистлик массаның көлденең массаға тең болатуғынлығын аңғарамыз, бирақ көлденең массадан айырмасы соннан ибарат, ол  $m = 0$  болған массасыз денелерде де болады. Биз бул жерде  $m$  хәрибин мақаланың биринши бөлиминдегидей әдеттеги мәнисте қолланамыз. Бирақ барлық физиклер ХХ әсирдің дәслепки бес жылында, яғный салыстырмалық теориясы пайда болмастан бұрын, ал көплеген физиклер салыстырмалық теориясы пайда болғаннан кейин Пуанкаренің 1900-жылғы жұмысындағыдай релятивистлик массаны масса деп атады хәм оны  $m$  хәриби жәрдемінде белгиледи. Усының салдарынан бул және бир төртінши термин болған «тынышлықтағы масса» түсинигинің пайда болыўына алып келди хәм оны  $m_0$  арқалы белгилей баслады. «Тынышлықтағы масса» термини жәрдемінде салыстырмалық теориясын избе-из баянлағанда  $m$  арқалы белгилейтуғын әдеттеги массаны атай баслады.

Тап усындай себеплерге байланыслы «төртеўден туратуғын банда» пайда болып, оларға жаңа туўылып атырған салыстырмалық теориясына табыслы түрде ениўдің сәти түсти. Сондай етип хәзирги күнлерге шекем даўам етип атырған алжасықлардың орын алыўы ушын зәрүрли болған жағдайлар пайда болды.

1900-жылдан баслап  $\beta$  нурлары хәм катод нурлары, яғный үлкен энергияға ийе электронлар менен арнаўлы тәжирийбелер басланды. Олардың дәстелеринің бағытлары магнит хәм электр майданлары жәрдемінде өзгертилди.

Бул тәжирийбелер массаның тезликтен ғәрезлилигин өлшеў ушын арналған тәжирийбелер деп аталды хәм олардың нәтижелери ХХ асирдің дерлик барлық биринши он жыллығында Лоренц тәрәпинен  $m_{\perp}$  хәм  $m_{\parallel}$  ушын алынған аңлатпаларға сайкес келмей салыстырмалық теориясын тийкарынан бийкарлады хәм М.Абрагамның дурыс емес теориясы менен жақсы сәйкес келди. Буннан кейинги ўақытлары Лоренц формулалары менен сәйкес келиўшилиқ қайтадан тикленди, бирақ жоқарыдағы Швед илимлер академиясы секретарының хатынан көринип турғанындай тәжирийбе нәтижелери абсолют исенимли түрде қабыл етилмеди.

## § 8. Эйнштейннің 1905-жылғы мақалаларындағы масса менен энергия

Салыстырмалық теориясы бойынша 1905-жылғы биринши жумысында Эйнштейн сол ўақыттағы бэрше қатарында көлденең хэм бойлық массалар түсинигин пайдаланады, бирақ оларды арнаўлы белгилер менен белгилемеди. Ал кинетикалық энергия ушын

$$W = \mu V^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - v^2 / V^2}} - 1 \right]$$

аңлатпасын алады. Бул аңлатпадағы  $\mu$  масса,  $V$  жақтылықтың тезлиги. Солай етип «тынышлықтағы масса» түсинигин ол пайдаланбады.

Сол 1905-жылы Эйнштейн қысқаша мақала шығарып (Einstein A.//Ann. d. Phys. 1905. Bd 18. S. 639; перевод://СНТ - 1965. - Т. 1. С. 36), онда «денениң массасы ондағы топланган энергияның өлшеми» деген жуўмаққа келди. Егер хэзирги заман белгилеўлерин пайдаланатуғын болсақ, онда бул жуўмақ

$$E_0 = mc^2$$

формуласы менен аңлатылады.

Ҳақыйқатында  $E_0$  белгиси биринши фразида бар болып, усы фраза менен дәлиллеў басланады: «Мейли  $(x, y, z)$  системасында тынышлықта турған дене бар болып, оның усы  $(x, y, z)$  системасындағы энергиясы  $E_0$  болсын». Бул дене қарама-қарсы бағытларда бирдей  $L/2$  энергиясына ийе еки тегис жақтылық нурын нурландыратуғын болсын. Бул процессти  $v$  тезлиги менен қозғалыўшы системада қарап, усы системада фотонлардың энергияларының қосындысының  $L(\gamma - 1)$  екенлигин есапка алып хэм оны денениң нур шығармастан бурынғы хэм нур шығарғаннан кейинги кинетикалық энергияларының айырмасына теңлестирип Эйнштейн мынадай жуўмаққа келеди: «егер дене нурланыў түринде  $L$  энергиясын беретуғын болса, онда оның массасы  $L/c^2$  шамасына кемейеди», яғный  $\Delta m = \Delta E_0/c^2$  шамасына кемейеди. Солай етип бул жумыста денениң тынышлықтағы энергиясы түсиниги киргизилген хэм денениң массасы менен тынышлықтағы энергиясының эквивалентлиги орнатылған.

## § 9. «Пуанкаренің улыўмаласқан формуласы»

Егер 1905-жылғы жумысында Эйнштейн жүдә анық болған болса, 1906-жылы шыққан оның гезектеги (Einstein A.//Ibidem. 1906. Bd 20. S. 371; перевод:// Ibidem. [8]. - С. 39) мақаласында анықлық бир қанша жоғалады. Жоқарыда нэзерге алынған Пуанкаренің 1900-жылғы мақаласын еске алып Эйнштейн Пуанкаренің жуўмақларының эпиўайырақ және көргизбелирек усылын усынады хэм хэр бир  $E$  энергиясына  $E/V^2$  инерциясы сэйкес келеди деп тастыйықлады (инертная масса  $E/V^2$ , бул жерде  $V$  арқалы жақтылықтың тезлиги белгиленген). Соның менен бир қатарда ол «электромагнит майданына массаның тығызлығын ( $\rho_e$ ) байланыстырып, ол тығызлық энергияның тығызлығынан  $1/V^2$  көбеймесине айрылады». Усының менен бирге (Einstein A.//Ibidem. 1906. Bd 20. S. 371; перевод:// Ibidem. [8]. - С. 39) дың текстинен бул тастыйықлаўды өзиниң 1905-жылғы жумысының раўажланыўы деп есаплағанлығы көринип тур хэм 1907-жылы шыққан мақаласында (Einstein A.//Ibidem. 1907. Bd 23. S. 371; перевод:// Ibidem. - С. 53.) Эйнштейн және де денениң тынышлықтағы энергиясы менен массасының эквивалентлиги хәкқында анық айтса да релятивистлик  $E_0 = mc^2$  формуласы менен релятивистликке шекемги  $E = mc^2$  формуласы арасындағы айырманы ол келтирмейди. Ал «Салмақ күшиниң жақтылықтың тарқалыўына тэсири» (Einstein A.//Ibidem. 1911. Bd 35. S. 898; перевод://

Ibidem - С. 165) мақаласында ол былай деп жазады: «... Егер энергияның өсими  $E$  болса, онда инерт массаның өсими  $E/c^2$  болады».

XX ғасырдың 10-жылларының ақырында салыстырмалық теориясының хәзирги заман бирден бир төрт өлшемлі кеңістік-уақыттық формализмінің дөретіліуіне Планктың (Planck M.//Verhandl. Deutsch. Phys. Ges. 1906. Bd. 4. S. 136; перевод: // Планк М. Избранные труды. - М.: Наука. 1975. - С. 445 хәм Planck M.//Sitzungsber. Akad. Wiss. Berlin. 1907. Bd 13. S. 542; перевод:// Ibidem. [12]. - С. 467) хәм Минковскийдің жұмыстарында үлкен үлеслер қосылды. Шама менен тап сол уақытлары Льюис хәм Толменнің (Lewis Q, Tolman R. //Phil. Mag. 1909. V. 18. P. 510 хәм Tolman R.//Ibidem. 1912. V. 23. P. 375) мақалаларында салыстырмалық теориясының тахтына  $E/c^2$  қа тең болған «релятивистликке шекемги» масса отырғызылды. Бул масса «релятивистлик масса» титулын алды хәм ең қайғылысы соннан ибарат, «масса» түсинигин басып алды. Ал хақыйқый массаның халы төменлеп қалды хәм «тынышлықтағы масса» лақабына ийе болды. Льюис пенен Толменнің жұмыстарының тийкарында импульстың Ньютон бойынша анықламасы  $p = mv$  хәм «масса» ның сақланыуы нызамы алынды. Ал хақыйқатында массаның сақланыуы нызамы орнына  $c^2$  қа бөлінген энергияның сақланыуы нызамы пайдаланылды.

Әдебиятта биз тәрәпинен тәрипленген «сарай аударыспағы» ның аңғармай қалыныуы таң қаларлық нәрсе хәм онда салыстырмалық теориясының раўажланыуы логикалық избе-из процесс сыпатында сәулеленген. Мысалы физик-тарийхшылар (Pais A. Subtle is the Lord: The Science and the Life of Albert Einstein. - Oxford:Clarendon Press, 1982; Miller A. I., Albert Einstein's Special Theory of Relativity: Emergence (1905) and Early Interpretation (1905-1911). - Addison-Wesley, 1981; Jammer M. Concepts of Mass in Classical and Modern Physics. - Cambridge: Harvard Univ. Press. 1961; перевод: Джеммер М. Понятие массы в классической хәм современной физике / Пер, хәм комментарии Н.Ф, Овчинникова. - М.: Прогресс, 1967; Whillaker E. A. History of the Theories of Aether and Electricity. V. 2. - London: Nelson, 1953; перевод://как для работы [6], 2). - С. 205. - Обсуждение вопроса о массе см. с. 226 хәм басқа китаптарын көрсетиуге болады) биринши тәрәптен Эйнштейннің (Einstein A.//Ann. d. Phys. 1905. Bd 18. S. 639; перевод://СНТ - 1965. - Т. 1. С. 36) мақаласы менен екинши тәрәптен Пуанкаре (Poincarc H.//Lorentz Festschrift. - Archieve Neerland, 1900. - V. 5. P. 252) хәм Эйнштейннің (Einstein A.//Ibidem. 1906. Bd 20. S. 371; перевод:// Ibidem. [8]. - С. 39) мақалалары арасындағы принципиаллық айырманы атап өтпейди.

Тезлик пенен бирге өсетуғын масса хақыйқатында да түсиникли емес еди, ол илимнің тереңлигин және уллылығын нышанлады хәм адамның қыялын дуўалады. Оған салыстырғанда жүдә әпиўайы, жүдә түсиникли әдеттеги масса не болып табылады!

## **§ 10. Л.Д.Ландау бойынша ең киши тәсир принципи, энергия хәм импульс**

**Ең киши тәсир принципи.** Материаллық бөлекшелердің қозғалысын изертлегенде биз ең киши тәсир принципнен келип шығамыз. Бул принциптің мәніси мынадан ибарат: хәр бир механикалық система ушын тәсир деп аталатуғын  $S$  интегралы бар болып, бул интеграл хақыйқый қозғалыстарда минимумға ийе болады, ал усыған байланыслы оның вариациясы  $\delta S$  нолге тең<sup>41</sup>.

Еркин материаллық бөлекше ушын (бундай бөлекше қандай да бир сыртқы күшлердің тәсиринде болмайды) тәсир интегралын анықлаймыз.

<sup>41</sup> Қатаң түрде айтқанда ең киши тәсир принципи  $S$  интегралының интеграллау сызығының тек киши участкасы бойлап минимал мәниске ийе боады деп тастыйықлайды. Ықтыярлы узынлықтағы сызық ушын  $S$  интегралы минимум болып табылыуы шәрт емес экстремумға ийе болады деп тастыйықлауға болады.

Бунның ушын биз дәслеп интегралдың анаў ямаса мынаў инерциал есаплаў системасынан ғәрезли емес екенлигин, яғный оның Лоренц түрлендириўлерине қарата инвариант екенлигин аңғарамыз. Демек буннан бул интегралдың скалярдан алыныўының керек екенлиги келип шығады. Сандай-ақ интеграл астында биринши дәрежелі дифференциаллардың турыўы керек екенлиги түсиникли. Бирақ еркин материаллық бөлекше ушын дүзиў мүмкин болған усындай бирден бир скаляр интервал  $ds$  ямаса  $\alpha ds$  болыўы керек ( $\alpha$  арқалы базы бир турақлы белгиленген).

Солай етип еркин бөлекше ушын тәсир мына түрге ийе болыўы керек:

$$S = -\alpha \int_a^b ds.$$

Интеграл берилген  $a$  хәм  $b$  ўақыялары арасындағы дүньялық сызық бойынша алынады (бөлекше  $a$  хәм  $b$  ноқатларында белгили бир  $t_1$  хәм  $t_2$  ўақыт моментлеринде турады, яғный берилген дүньялық ноқатлар арасында деп есапланады);  $\alpha$  болса берилген бөлекшени тәриплейтуғын базы бир турақлы. Барлық бөлекшелер ушын  $\alpha$  ның оң шама болатуғынлығын аңсат көриўге болады. Хәқыйқатында да  $\int_a^b ds$  интегралы дүньялық сызық бойлап туўры бойында максималлық мәниске ийе болады, дүньялық сызықтың бойы бойлап оны қәлегенимизше киши етип алыўымызға болады.

Солай етип оң мәниси менен алынған интеграл минимумға ийе болмайды, ал кері белги менен алынған интеграл дүньялық сызық бойлып минимумға ийе болады.

Тәсирди ўақыт бойынша интеграл түрінде беріўге болады:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L dt.$$

$dt$  алдындағы коэффициент  $L$  берилген механикалық система ушын *Лагранж функциясы* деп аталады.

Бир қанша белгилеўлер қабыл етеміз. Мейли  $dt$  арқалы қозғалмайтуғын есаплаў системасындағы (яғный қозғалмай турған бизлер менен байланысқан системадағы) шексиз киши ўақыт аралығы, ал  $dt'$  арқалы  $v$  тезлиги менен қозғалыўшы есаплаў системасындағы (қозғалыўшы сааттың жүриў тезлиги)  $dt$  ға сәйкес ўақыт аралығы белгиленген болсын. Ондай болса Лоренц түрлендириўлерине сәйкес

$$dt' = \frac{ds}{c} = dt \sqrt{1 - v^2 / c^2}.$$

Демек  $S = \int_{t_1}^{t_2} L dt$  формуласының жәрдемінде аламыз:

$$S = - \int_{t_1}^{t_2} \alpha c \sqrt{1 - v^2 / c^2} dt.$$

Бул аңлатпада  $v$  арқалы материаллық бөлекшениң тезлиги белгиленген. Демек бөлекшениң Лагранж функциясы мынаған тең болады екен:

$$L = -\alpha c \sqrt{1 - v^2 / c^2}.$$

Жоқарыда айтылғанындай  $\alpha$  шамасы белгиленген бөлекшени тәриплейди. Классикалық механикада хәр бир бөлекше  $m$  массасы менен тәрипенеди. Енди  $m$  хәм  $\alpha$  шамалары арасындағы байланысты анықлаймыз. Бул байланыс  $c \rightarrow \infty$  шегинде бизиң  $L$  ушын жазылған аңлатпамыз классикалық аңлатпаға өтиўи керек шәрти тийкарында табылады:

$$L = \frac{mv^2}{2}.$$

Бұл өтіюді әмелге асырыу үшін  $L$  ди  $v/c$  ның дәрежеси бойынша қатарға жаямыз. Бундай жағдайда жоқары тәртіпли ағзаларды таслап кетип, аламыз

$$L = -\alpha c \sqrt{1 - v^2/c^2} \approx -\alpha c + \frac{\alpha v^2}{2c}.$$

Лагранж функциясындағы турақлы ағзалар қозғалыс теңлемелерінде сәулеленбейди хәм соның ушын таслап кетиледи.  $L$  деги  $\alpha c$  ны таслап кетип хәм классикалық аңлатпа  $L = mv^2/2$  менен салыстырып  $\alpha = mc$  екенлигине ийе боламыз.

Солай етип еркин бөлекше ушын тәсир мынаған тең:

$$S = -mc \int_a^b ds, \quad (L1.1)$$

ал Лагранж функциясы болса

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (L1.2)$$

**Энергия хәм импульс.** Бөлекшениң импульсы деп  $\mathbf{p} = \partial L / \partial \mathbf{v}$  векторына айтады ( $\partial L / \partial \mathbf{v}$  жазыуы қураушылары  $L$  ден  $\mathbf{v}$  ның сәйкес қураушысы бойынша алынған тууындығы тең вектордың символлық белгилениуі болып табылады). (L1.2) жәрдемінде табамыз:

$$\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (L2.1)$$

Киши тезликлерде ( $v \ll c$ ) ямаса  $c \rightarrow \infty$  шегінде бұл аңлатпа классикалық  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  аңлатпасына өтеди. Егер  $v = c$  болсы импульс шексизликке айланады.

Импульстен уақыт бойынша алынған тууынды бөлекшеге тәсир етиуши күшке тең. Мейли бөлекшениң тезлиги тек бағыты бойынша өзгеретуғын болсын (яғный күш тезликке перпендикуляр бағытланған). Онда

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{d\mathbf{v}}{dt}. \quad (L2.2)$$

Егер тезлик шамасы бойынша өзгеретуғын болса (яғный күш тезлик бағытында түсірилген)

$$\frac{dp}{dt} = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \frac{dv}{dt}. \quad (L2.3)$$

Еки жағдайда күштің тезликке қатнасының бірдей емес екенлигин көреміз.

Бөлекшениң энергиясы  $E$  деп

$$E = \mathbf{p}\mathbf{v} - L$$

шамасына айтамыз.  $L$  хәм  $\mathbf{p}$  ушын (L1.2) хәм (L2.1) аңлатпаларын қойып, аламыз

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (L2.4)$$

Бул оғада әхмийетли формула релятивистлик механикада еркин бөлекшениң энергиясының тезлик нолге тең (яғный  $v = 0$ ) болғанда да нолге тең болмай, ал

$$E = mc^2 \quad (L2.5)$$

шамасына тең болатуғынлығын көрсетеди. Оны бөлекшениң *тынышлықтағы энергиясы* (*тынышлық энергиясы*) деп атайды.

Киши тезликлер ушын ( $v \ll c$ ) (L2.4) аңлатпасын  $v/c$  ның дәрежелери бойынша қатарға жайсақ, онда

$$E \approx mc^2 + \frac{mv^2}{2}$$

аңлатпасын аламыз. Демек бул жағдайда алынған формуладан  $mc^2$  тынышлық энергиясын алып тасласақ, онда бөлекше ушын кинетикалық энергияның классикалық аңлатпасын аламыз.

Биз жоқарыда «бөлекше» хаққында сөз жүртип атырмыз, бірақ оның «элементарлылығы» хеш бир жерде пайдаланылмады. Сонлықтан алынған формулаларды көп бөлекшелерден туратуғын қәлеген қурамалы дене ушын қолланыў мүмкин хәм бул жағдайда  $m$  арқалы денениң толық массасы, ал  $v$  арқалы оның тутасы менен қозғалыў тезлиги белгиленген. Мысалы (L2.5) формуласы қәлеген тынышлықта турған тутас дене ушын дурыс. Биз еркин денениң энергиясының (яғный қәлеген туйық системаның энергиясының) релятивистлик механикада белгили бир анық мәнимске ийе болатуғынлығын, барлық ўақытта да оң мәниске ийе болатуғынлығын хәм денениң массасы менен тиккелей байланысы бар шама екенлигине итибар бериўимиз керек. Усыған байланыслы биз классикалық механикада денениң энергиясы тек ықтыярлы аддитив шама дәллигинде анықланатуғынлығын, оның оң мәниске де, терис мәниске де ийе болатуғынлығын еске түсирип өтемиз.

Тынышлықта турған денениң энергиясы оның қурамына киретуғын бөлекшелердиң тынышлық энергиясынан басқа сол бөлекшелердиң кинетикалық энергияларын хәм олардың бир бири менен тәсирлесий энергияларын да өз ишине алады. Басқа сөз бенен айтқанда  $mc^2$  шамасы  $\sum m_a c^2$  қа тең емес ( $m_a$  бөлекшелердиң массасы) хәм сонлықтан  $m$  ниң мәниси  $\sum m_a$  ға тең емес. Солай етип релятивистлик механикада массаның сақланыў нызамы орын алмайды екен: қурамалы денениң массасы оның бөлеклериниң массасының қосындысына тең емес. Буның орнына тек энергияның сақланыў нызамы орын алып, буған бөлекшелердиң тынышлық энергиялары да киреди.

(L2.1) хәм (L2.4) аңлатпаларын квадратка көтерип хәм оларды салыстырыў арқалы из бөлекшениң энергиясы менен импульсы арасындағы мына қатнасты аламыз:

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m^2 c^2. \quad (L2.6)$$

Импульс арқалы аңлатылған энергияның Гамильтон функциясы  $H$  деп аталатуғынлығы белгили:

$$H = c\sqrt{p^2 + m^2c^2}. \quad (L2.7)$$

Киши тезликлерде  $p \ll mc$  хәм жуўық түрде:

$$H \approx mc^2 + \frac{p^2}{2m},$$

яғный егер тынышлық энергиясын алып тасласақ Гамильтон функциясының белгили классикалық аңлатпасын алады екенбиз.

(L2.1) хәм (L2.4) аңлатпаларынан еркин бөлекшениң энергиясы, импульсы хәм энергиясы арасындағы төмендегидей қатнас келип шығады:

$$\mathbf{p} = \frac{E\mathbf{v}}{c^2}. \quad (L2.8)$$

$v = c$  болған бөлекшениң импульсы менен энергиясы шексизликке айланады. Бул массасы нолге тең болмаған бөлекшелердиң жақтылықтың тезлигиндей тезлик пенен қозғала алмайтуғынлығын билдиреди. Бирақ релятивистлик механикада массасы нолге тең хәм жақтылықтың тезлигиндей тезлик пенен қозғалатуғын бөлекшелердиң болыуы мүмкин. Бундай бөлекшелер ушын (L2.8) ден ийе боламыз<sup>42</sup>:

$$\mathbf{p} = \frac{E}{c}. \quad (L2.9)$$

Жуўық түрде тап усы формула массасы нолге тең емес бөлекшелер ушын бөлекшениң энергиясы  $E$  оның тынышлықтағы энергиясы  $mc^2$  тан жүдә үлкен болған *ультрарелятивистлик жағдайларда* дурыс болады.

Енди барлық алынған қатнастарды төрт өлшемли түрде келтирип шығарамыз. Ең киши тәсир принципине сәйкес

$$\delta S = -mc\delta \int_a^b ds = 0.$$

$\delta S$  ушын аңлатпаны ашамыз. Буның ушын  $ds = \sqrt{dx_i dx^i}$  екенлигин аңғарамыз хәм сонлықтан

$$\delta S = -mc \int_a^b \frac{dx_i \delta dx^i}{ds} = -mc \int_a^b u_i \delta x^i.$$

Бөлимлер бойынша интеграллап, табамыз:

$$\delta S = -mcu_i \delta x^i \Big|_a^b + mc \int_a^b \delta x^i \frac{du_i}{ds} ds. \quad (L2.10)$$

Мәлим, қозғалыс теңлемелерин табыу ушын берилген еки аўхалдан өтетуғын хәр қыйлы траекториялар салыстырылады [яғный  $(\delta x^i)_a = (\delta x^i)_b = 0$  шеклериндеги]. Хакыйқый траектория  $\delta S = 0$  шәртинен анықланады. Бундай жағдайда (L2.10) формуласынан  $du^i/ds =$

<sup>42</sup> Жақтылық квантлары – фотонлар сондай бөлекшелер болып табылады.



0 теңлемесін алған болар едик, яғный төрт өлшемлі түрде еркін бөлекшениң тезлигиниң турақлылығы.

Координаталардың функциясы сыпатында тәсирдің вариациясын табыу үшін тек бир  $a$  нокатын берілген деп есаплау керек, соның үшін  $(\delta x^i)_a = 0$ . Екинши нокатты өзгермели деп есаплау керек, бірақ сының менен бирге тек хақықый нокатларды, яғный траекторияның қозғалыс теңлемелерин қанаатландыратуғын нокатларды қарау керек. Соның үшін (L2.10) аңлатпасындағы интеграл  $\delta S$  үшін нолге тең.  $(\delta x^i)_b$  ның орнына тек  $\delta x^i$  деп жазамыз хәм солай етип табамыз:

$$\delta S = -m c u_i \delta x^i. \quad (L2.11)$$

4 вектор

$$p_i = -\frac{\partial S}{\partial x^i} \quad (L2.12)$$

4 импульс деп аталады. Механикадан мәлим болғанындай,  $\partial S / \partial x$ ,  $\partial S / \partial y$ ,  $\partial S / \partial z$  бөлекшениң  $\mathbf{p}$  импульсының үш қураушысы болып табылады, ал  $\partial S / \partial t$  туындысы болса бөлекшениң энергиясы  $E$  болып табылады. Сонлықтан 4 импульстың ковариант қураушылары  $p_i = (E/c, -\mathbf{p})$ , ал контравариант қураушылары болса<sup>43</sup>

$$p^i = \left( \frac{E}{c}, \mathbf{p} \right). \quad (L2.13)$$

(L2.11) ден көринип турғанындай еркін бөлекшениң 4 импульсының қураушылары мынаған тең:

$$p^i = m c u^i. \quad (L2.14)$$

Бул аңлатпаға

$$u^i = \left( \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \frac{\mathbf{v}}{c\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right)$$

формуласынан  $u^i$  диң мәнисин қойсақ, онда  $\mathbf{p}$  хәм  $E$  үшін (L2.1) хәм (L2.4) аңлатпаларының алынаатуғынлығына исенемиз.

Солай етип релятивистлик механикада импульс пенен энергия бир 4 вектордың қураушылары болып табылады екен. Сонлықтан Ньютон физикасындағы  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  формуласы тек дара жағдай үшін ғана дурыс формула болып қалады. Буннан импульс пенен энергияның бир есаплау системасынан екиншисине өткендеги түрлениу формулалары тиккелей шығады. 4 вектордың түрлениуиниң улыўмалық формулалары болған [(1.1)-формула]

$$A^0 = \frac{A'^0 + (V/c)A'^1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad A^1 = \frac{A'^1 + (V/c)A'^0}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad A^2 = A'^2, \quad A^3 = A'^3.$$

формулаларына (L2.13) ти қойып мына формулаларды аламыз:

<sup>43</sup> Физикалық 4 векторларды есте сақлау үшін миEMONИКАлық қағыйдаға дыққат аударамыз: контравариант қураушылар сәйкес үш өлшемлі векторлар менен ( $x^i$  үшін  $g$ ,  $p^i$  үшін  $p$  х.т.б.) «дурыс», оң белги арқалы байланысқан.

$$p_x = \frac{p'_x + (V/c)E'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad p_y = p'_y, \quad p_z = p'_z, \quad E = \frac{E' + (V/c)p'_x}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}. \quad (\text{L2.15})$$

Бул аңлатпада  $p_x, p_y, p_z$  аркалы үш өлшемлі  $\mathbf{p}$  векторының кураушылары белгиленген. 4 импульстың анықламасы болған (L2.14) тең хәм  $u^i u_i = 1$  теңлигинен еркин бөлекшениң 4 импульсының квадраты ушын ийе боламыз:

$$p^i p_i = m^2 c^2. \quad (\text{L2.16})$$

Бул аңлатпаға (L2.13) ти қойып биз (L2.6)-аңлатпаға қайтып келемиз.

Күш ушын әдеттеги анықламаға сәйкес күш 4 векторын мына тууынды түрінде анықлау мүмкин:

$$g^i = \frac{dp^i}{ds} = mc \frac{du^i}{ds}. \quad (\text{L2.17})$$

Оның кураушылары  $g_i u^i = 0$  теңлигин қанаатландырады. Бул 4 вектордың кураушылары күштің әдеттеги үш өлшемлі  $\mathbf{f} = d\mathbf{p}/dt$  векторы аркалы былайынша аңлатылады:

$$g^i = \left( \frac{\mathbf{fv}}{c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \frac{\mathbf{f}}{c \sqrt{1 - v^2/c^2}} \right). \quad (\text{L2.18})$$

Ұақытлық кураушы күштің жұмысы менен байланысқан болып шығады.

## § 11. Басқа кітаптардан үзінділер

**Физикалық энциклопедиялық сөзлик.** (Физический энциклопедический словарь. Гл.редактор А.М.Прохоров. - М.: Сов. энциклопедия, 1984, 944 с.). Бул сөзликтен мынадай үзінділерди келтиремиз:

«Масса» түсиниги денелердің (ямаса бөлекшелердің) жақтылықтың тезлиги менен салыстырарлықтай үлкен тезликлердеги ( $c \approx 3 \cdot 10^{10}$  см/сек) қозғалысын қарайтуғын А.Эйнштейннің салыстырмалық теориясында тереңирек мәніске ийе болды. Релятивистлик механика деп аталыушы жаңа механикада бөлекшениң тезлиги менен импульси арасындағы байланыс

$$\mathbf{p} = \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

қатнасы менен бериледи [киши тезликлерди ( $v \ll c$ ) бул қатнас  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  қатнасына өтеди].  $m_0$  шамасын тынышлықтағы месса деп атайды, ал қозғалыушы денениң массасы  $m$  ди  $\mathbf{p}$  менен  $\mathbf{v}$  арасындағы тезликтен ғәрезли болған пропорционаллық коэффициент сыпатында анықлайды:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

яғнай бөлекшениң массасы оның тезлигиниң өсиуі менен өседі. . . Салыстырмалық теориясына сәйкес бөлекшениң массасы оның энергиясы  $E$  арасындағы байланыс

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

қатнасы менен бериледи».

Солай етип «Физикалық энциклопедиялық сөзлик» те тезликке ғәрезли болған масса түсиниги келтирилген.

**Д.В.Сивухин. Общий курс физики. Том I. Механика. «Наука» баспасы, Москва. 1979-жыл.** Бул кітаптың 10 параграфында (Масса. Закон сохранения импульса) «бірақ масса тезликтен мына формула бойынша ғәрезли» деп атап өтиліп (10.7) формуласы берілген:  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ . Кітапта « $m_0$  берілген бөлекше үшін тұрақлы шама болып,

оның тынышлықтағы массасы деп аталады. Ол релятивистлик емес механикадағы массаға сәйкес келеді. (10.7) менен анықланған  $m$  шамасы *қозғалыс массасы* ямаса *релятивистлик масса* деп аталады» деп келтирилген. Демек биз бул кітапта  $m$  шамасы екі түрлі атпенен (*қозғалыс массасы* ямаса *релятивистлик масса*) берілген.

**С.Э.Хайкин. Физические основы механики. Механика. «Наука» баспасы, Москва. 1971-жыл.** Бул кітаптың «Масса. Импульс» деп аталыушы 22-параграфында  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$  формуласы келтирилип, денениң инертлиги де, массасы да тезликке байланысly артады деп жазылған. Соның менен бирге (3.19)-формулада импульс пенен масса арасындағы байланыс Ньютон механикасына сәйкес мына түрде берілген:

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} = \frac{m_0\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

**С.П.Стрелков. Механика. «Наука» баспасы, Москва. 1975-жыл.** Бул кітаптың 65-бетінде «қозғалыс тезлиги жақтылықтың тезлигине жақын болғанда бөлекшелердің массасы тұрақлы болмай, қозғалыс тезлигине ғәрезли болады. Эйнштейннің хәзирги заман механикасында массаның

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (18.5)$$

шамасына тең екенлиги көрсетілген» лер келтирилген. Әлбетте бул дурыс емес. Себеби, жоқарыда көрсетілгендей Эйнштейннің механикасында (18.5) формуласы жоқ.

Енди **А.Н.Матвеевтің «Механика и теория относительности»** кітабына келемиз («Высшая школа» баспасы, Москва, 1976-жыл. Бул кітаптың «Релятивистское уравнение движения» параграфында «бойлық масса» хәм «көлденең масса» түсиниклери толық қолланылған хәм

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_0\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) = \mathbf{F}$$

түріндеги «бөлекшениң қозғалысының релятивистлик теңлемеси» келтирилген. Бул теңлемени автор  $m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}$  түріндеги Ньютонның қозғалыс теңлемесиниң улыўмаластырылыуы деп атап былайынша жазғанды қолайлы деп есаплайды:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}, \quad \mathbf{p} = m\mathbf{v}, \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

Кітапта жазылғанындай  $m$  шамасы «релятивистлик масса» ямаса «масса» деп,  $m_0$  тынышлықтағы масса, ал  $\mathbf{p}$  «релятивистлик импульс» ямаса тек «импульс» деп аталады.

**Р.Фейнман, Р.Лейтон, М.Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. 2. Пространство, Время. Движение.** Китаптың 15-бабының «Принцип относительности»

деп аталатуғын 1-параграфтында  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$  формуласы (15.1)-сан менен берилип,

$m_0$  шамасы «тынышлықтағы масса», «қозғалмай тұрған дененің массасы» деп аталған. Усы баптың 8-параграфы «Релятивисттик динамика» деп аталып Ньютон механикасы менен қазіргі заман механикасын «жарастыратуғын» (15.10)-номерли

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} = \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

формуласы келтирилген хәм буны Эйнштейн жазылыуындағы Ньютон нызамы деп аталған.

Китаптың 16-бабының 4-параграфы релятивисттик масса деп аталады хәм «тезликтен ғәрезли болған масса» ны талқылауы усы бапта мынадай еки фраза менен жууамақланады:

«Ерси болып көринседе  $m = m_0 / \sqrt{1-v^2/c^2}$  формуласы практикада жүдә сийрек қолланылады. Оның орнына дурыслығы аңсат дәлилленетуғын мына еки қатнас алмастырыуға болмайтуғын болып шығады:

$$E^2 - p^2 = m_0^2 c^4$$

хәм

$$\mathbf{p}c = \frac{vE}{c} \gg$$

Тири уақтында жарық көрген өзіннің кейинги лекциясында (бул лекция 1986-жылы Диракка бағышланып оқылып, «Неликтен антибөлекшелер бар» деп аталады. Feynman R. P.//The reason for antiparticles//Elementary Particles and the Laws of Physics; The 1986. Dirac Memorial Lectures. - Cambridge; New York; New Rochel-le; Melbourne: Sydney: Cambridge Univ. Press, 1987 - P. 1; перевод://УФН. 1989. Т 157. С. 163.) Фейнман тезликтен ғәрезли болған масса хәкқында да, тынышлықтағы масса хәкқында да хеш нәрсе айтпайды хәм тек масса хәкқында айтып, оны  $m$  хәриби жәрдемінде белгилейди.

## § 12. Массаның тәбияты хәзирги заман физикасының 1-санлы мәселеси сыпатында

Соңғы он жыллықлар дауаында элементар бөлекшелердің қәсийетлерин түсиниу бойынша үлкен алға жылжыулар жүз берди. Квант электродинамикасы – электронлардың фотонлар менен өз-ара тәсирлесиу теориясы, квант хромодинамикасының тийкарлары – кварклердің глюонлар менен өз-ара тәсир етисиу теориясы, электр-әззи тәсирлесиу теориясының тийкарлары дәретилди. Усы теориялардың барлығында да өз-ара тәсирлесиудің бөлекшелери болып векторлық бозонлар (спини бирге тең бөлекшелер: фотон, глюон, W- хәм Z-бозонлар) деп аталатуғын бөлекшелер хызмет етеди. Олардың массалары хәкқында гәп ететуғын болсақ ерисилген жетискенликлер онша жоқары емес. XIX хәм XX әсирлердің арасында массаның, жүдә болмағанда электронның массасының электромагнитлик пайда болыуы хәкқында исеним орын алды. Бүгин болса электронның массасының электромагнитлик бөлиминің оның толық массасының киши ғана бөлимин тутатуғынлығын билемиз. Соның менен бирге биз протонлар менен нейтронлардың массаларының тийкарғы бөлимин глюонлар менен тәмийинленетуғын күшли

тәсірлесіудің беретүғынлығын, ал протонлар менен нейтронлардың қурамына киретуғын кварклер тәрепинен берилмейтуғынлығын билеміз.

Бирақ биз алты лептонның (электронның, нейтриноның хәм және солар сыяқлы төрт бөлекшениң) хәм алты кваркциң (олардың биринши үшеуи протоннан әдеуир жеңил, төртиншиси көп емес, ал бесиншиси протоннан бес есе салмақлы, алтыншысы болса үлкен массаға ийе болғанлықтан хәзирге шекем пайда етилген хәм табылған жоқ) масаларының неге байланыслы пайда болғанлығын пүткиллей билмеймиз.

Усы күнлери лептонлардың хәм кварклердиң, соның менен бирге W- хәм Z- бозонлардың массаларының дәреуінде спини нолге тең гипотезалық бөлекшелер тийкарғы орын ийелейди деген теориялық болжаулар бар. Бул бөлекшелерди излеу жоқары энергиялар физикасының тийкарғы мәселелериниң бири.

### § 13. Мың хәм еки китап

Салыстырмалық теориясы талқыланатуғын китаптардың толық саны белгисиз хәм усыған байланыслы бул бөлимниң аты «Мың хәм еки китап» деп аталды. Олардың саны сөзсиз бир неше жүзден, мүмкин бир неше мыңнан асатуғын шығар. Бирақ 20-жыллардан кейин пайда болған еки китапты айрықша атап өтиу зәрүр. Олардың екеуи де жүдә белгили хәм физиклердиң бир неше әулады тәрепинен хүрмет етиледі. Бириншиси 1921-жылы шыққан 20 жасар студент Вольфганг Паулидиң «Салыстырмалық теориясы», екиншиси 1922-жылы арнаулы хәм улыұмалық салыстырмалық теориясының дәретіушиси Альберт Эйнштейн тәрепинен шығарылған «Салыстырмалық теориясының мәниси» китабы болып табылады (Einstein A. The Meaning of Relativity: Four Lectures Delivered at Princeton Univerisity. - May 1921). Энергия менен масса арасындағы байланыс хаққындағы мәселе усы еки китапта пүткиллей хәр кыйлы етип баянланған.

Паули ескерген сыпатында бойлық хәм көлденең массаларды кескин түрде ылақтырып таслады (соның менен бирге  $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$  формуласын да). Бирақ  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  формуласын пайдаланыуды хәм соған сәйкес тезликке ғәрезли болған масса түсинигин «мақсетке мууапық келеди» деп есаплайды және тезликке ғәрезли болған масса ушын бир қатар параграфларды бағышлайды (мысалы «Уравнения движения. Импульс и кинетическая энергия» деп аталыушы 37-параграф). Ол китаптағы көп орынды «масса хәм энергияның эквивалент» лигин баянлау ушын арнаған хәм оны «қәлеген түрдеги энергияның инертлилик нызамы» деп атап, ол бойынша «қәлеген энергияға  $m = E/c^2$  массасы сәйкес келеди».

Эйнштейнниң Паулиден өзгешелиги ол  $m$  арқалы әдеттеги массаны белгилейди.  $m$  арқалы Денениң тезлиги төрт өлшемли энергия-импульс векторын да  $m$  арқалы белгилеп Эйнштейн буннан кейин тынышлықта турған денени қарайды хәм мынадай жуумаққа келеди: «Денениң  $E_0$  энергиясы тынышлық халында оның массасына тең». Соны абайлау керек, тезликтің бирлиги ретинде Эйнштейн  $c$  ны қабыл етеди. Буннан кейин ол жазады: «Егер биз уақыттың өлшем бирлиги ретинде секундты қабыл еткен болсақ, онда

$$E_0 = mc^2$$

формуласын алған болар едик.

Солай етип масса хәм энергия мәниси бойынша бир бирине уқсас екен – бул тек бир нәрсениң хәр кыйлы аңлатылыуы болып табылады. Денениң массасы турақлы емес, ол оның энергиясы менен бирге өзгереді». Кейинги еки фразаға бир мәнисли мағананы «солай етип» деген гәптеги биринши сөзлер хәм  $E_0 = mc^2$  теңлемесинен тиккелей келип шығатуғын жағдай береді. Демек «Салыстырмалық теориясының мәниси» китабында тезликтен ғәрезли болған масса түсиниги жоқ.

Егер Эйнштейн өзінің  $E_0 = mc^2$  теңлемесін толығырақ хәм ізбе-із түсіндіргенде мүмкін  $E = mc^2$  теңлемесі әдебиетта 20-жылларында-ақ жоқ болған болар еді. Бірақ буны Эйнштейн орындамады хәм буннан кейинги авторлардың көпшилиги Паулидің изинен ерди хәм тезликтен ғәрезли болған масса түсиниги көпшиликке арналған илимий китаптарды және брошюраларды, энциклопедияларды, улыўма физика бойынша мектеп хәм жоқары оқыў орынлары сабақлықлары менен оқыў қолланбаларын, монографияларды, соның менен бирге салыстырмалық теориясына арналған белгили физиклердің монографияларын толтырды.

Салыстырмалық теориясы ізбе-із релятивистлик түрде баянланған ең биринши оқыў монографияларының бири Л.Д.Ландау менен Е.М.Лифшицтиң «Майдан теориясы» (Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. Издательство «Наука», Москва, 1973) болды. Бул китаптан кейин бир катар китаптар шықты.

Майданның квант теориясының ізбе-із релятивистлик төрт өлшемли формализминде Фейнманның диаграммалар усылы әхмийетли орынды ийелейди. Бул усыл Фейнман тәрәпинен ХХ әсирдің ортасында дәрәтилди (Feynman R.//Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 749, 769; переводы://Новейшее развитие квантовой электродинамики/ Пер. А. М. Бродского под ред. Д. Д. Иваненко. - М.: ИЛ, 1954 - С. 138, 161). Бірақ тезликке ғәрезли болған массадан пайдаланыў традициясы соншама жасағыш болып, 60-жыллардың басында жарық көрген өзиниң белгили лекцияларында (Feynman R., Leighton R., Sands M. The Feynman Lectures on Physics. - Addison-Wesley, 1963, 1964. - V. 1. Chs/15, 16; V. 2. Ch. 28; перевод: Фейнман, Лейтон, Сэндс. Фейнмановскис лекции по физике. - М., 1961-1966 - Вып. 2, гл. 15, 16; вып. 6, гл. 28) Фейнман салыстырмалық теориясына бағышланған баптың тийкарына жатқарды.

#### § 14. Импринтинг хәм массалық мәденият

Неликтен  $m = E/c^2$  формуласы соншама жасағыш? Буған толық жуўап бере алмайман. Бірақ мениңше бул жерде көпшиликке арналған илимий әдебиет үлкен орынды ийелейди. Атап айтқанда сондай әдебиеттан биз салыстырмалық теориясы хаққында биринши тәсирлерди аламыз.

Этологияда импринтинг түсиниги бар. Оған мысал - шөжелерди туўылғаннан кейин дәрхәл сол шөжени шығарған мәкийенниң изине ериўди үйретиў. Егер майектен шыққан шөжениң көзине сол мәкийен емес, ал биринши болып қозғалатуғын балалар ойыншығы түссе, онда шөже буннан кейин таўықтың емес, ал сол ойыншықтың изинен еретуғын болады. Көп бақлаўлар импринтингниң буннан кейин өзгериске ушырамайтуғынлығын көрсетеди.

Әлбетте балалар, қала берсе жас өспиримлер, ал шөжелер емес. Олар студент дәрежесине ерисип салыстырмалық теориясын ковариант формада «Ландау хәм Лифшиц бойынша» тезликтен ғәрезли болған массасыз хәм соннан келип шығатуғын биймәни жағдайларсыз үйренеди. Бірақ олар үлкен адам болып брошюралар менен сабақлықлар жаза баслағанда импринтинг өзиниң исин баслайды.

$E = mc^2$  формуласы көп ўақытлардан бәри массалық мәденияттың элементине айланды. Бул жағдай оның өмирин айрықша узайтып, көп жасағышлық қәсийетин береді. Салыстырмалық теориясы бойынша жазыўға отырып көп авторлар сол формула менен оқыўшылар қашаннан бери таныс деп есаплайды хәм усы таныслықты пайдаланыўға умтылады. Сондай жоллар менен өзін барлық ўақытта қайтадан тиклеп туратуғын процесс жүзеге келеді.

#### § 15. $E/c^2$ ты масса деп атаған не ушын жақсы емес?

Әлбетте физикалық мәнисин толық түсинбей турып-ақ формулалардан пайдаланыўға хәм усы формулалар тийисли болған илимниң мәниси хаққында дурыс емес билимге ийе

болып-ақ дурыс есаплаулар жүргизиўге болады. Бирак, бириншиден, дурыс емес көз-караслар бәри бир ертели-кеш қәте нәтийжелерге, стандарт емес ситуацияларға алып келеди. Ал екиншиден илимнің әпиўайы хәм сулыў тийкарларын анық түсиниў формулаларға ойланбай санларды қойыўға карағанда әдеўир әхмийетли.

Салыстырмалық теориясы әпиўайы хәм гөззал, ал оны еки масса тилинде түсиндириў былықтырылған хәм жөнсизлик болып табылады.  $E^2 - p^2 = m^2$  хәм  $\mathbf{p} = E\mathbf{v}$  (мен хәзир  $c = 1$  болған бирликти қолланып атырман) формулалары физиканың аң түсиникли, гөззал хәм қудиретли формулаларының бири болып табылады. Улыўма алғанда Лоренц векторы хәм Лоренц скаляры түсиниклери оғада әхмийетли, себеби олар тәбияттың зор симметриясын сәўлелендиреди.

Екинши тәрәптен  $E = m$  (мен бул жерде де  $c = 1$  деп аламан) шырайсыз хәм жарамсыз. Себеби бул формулада энергияның мәниси  $E$  және бир хәрип хәм термин менен белгиленеди, қала берсе физикадаға басқа бир әхмийетли хәрип хәм термин менен белгиленген. Бул формуланы ақлайтуғын жалғыз бир нәрсе, ол да болса тарийхый ақлаў болып табылады: ХХ әсирдің басында бул формула салыстырмалық теориясын дәретиўшилерге усы теорияны дәретиўге жәрдем берди.

Тарийхый планда бул формуланы хәм бул формула менен байланысқан барлық нәтийжелерди хәзирги заман илимин дәретиўде қолланылған қурылыс қуралларының (строительный лес) қалдығы деп қараў керек. Ал әдебияттағы мағлаўматларға келсек, онда бул формуланың дерлик бас порталы сыпатында орын алып атырғанлағын көремиз.

Егер  $E = mc^2$  формуласына қарсы биринши аргументти «гөззаллық сықылсызлыққа қарсы» мәнисинде эстетикалық деп атайтуғын болсақ, онда екиншисин этикалық деп есаплаў мүмкин. Оқыўшыны бул формула бойынша оқытуў оннан ҳақыйқатлықтың бир бөлимин жасырып, алдаў хәм оның мийинде ақланбаған иллюзияларды пайда етиў менен менен тиккелей байланыслы.

Бириншиден Ньютон бойынша  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  импульсти жазыўдың релятивистлик областларда да тәбийий деп ықтыярлы түрде болжаўларға тийкарланып тәжирийбесиз оқыўшылардан ҳақыйқатлықты жасырады.

Екиншиден оқыўшыда  $E/c^2$  шамасы инертликтиң универсаллық өлшеми деген иллюзия пайда етеди. Бирак

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F}{m_0} \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (18.1)$$

аңлатпасынан

$$\int_0^c \frac{dv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \int_0^T \frac{Fdt}{m_0} \quad (18.2)$$

екенлиги келип шығады.  $F$  күшин турақлы деп есапласақ, онда денениң тезлиги  $c$  ға жетемен дегенше кеткен ўақыттың

$$T = \frac{pm_0}{2Fc} \quad (18.3)$$

шамасына тең екенлигин табамыз. Бул қәте нәтийжениң шығыўы мынаған байланыслы:  $\mathbf{a} = \mathbf{F}/m$  формуласына «релятивистлик массаны» емес, ал  $\gamma^3$  қа пропорционал болған «бойлық» массаны қойыў керек. Хәзирги заман авторлары бул жағдайды еске алмайды.

Үшиншиден оқыўшыда  $E/c^2$  шамасы универсаллық гравитациялық масса деген иллюзияны пайда етеди. Ал ҳақыйқатында биз релятивистлик жағдайда универсаллық гравитациялық массаның жоқ екенлигин көрдик (релятивистлик емес жағдайларда бул орын алмайды): горизонт бағытында ушыўшы фотонға тәсир етиўши күштиң шамасы вертикал бағытта ушыўшы фотонға тәсир етеуғын күшке салыстырғанда 2 есе үлкен.

Төртіншіден  $E = mc^2$  формуласын Эйнштейннің аты менен байланыстырып, хақыйқый Эйнштейн формуласы болған  $E_0 = mc^2$  формуласын оқыұшыдан жасырады.

Үшінши аргументти философиялық аргумент деп есаплау керек. Себеби  $E = mc^2$  дефинициясына масса менен энергияның толық эквивалентлиги, «массалар-энергия» ның бирден бир мәнисиниң бар екенлиги х.т. басқалар хаққында онлаған бетлерден туратуғын терең мәнисли философиялық талқылаулар менен ой-пикирлер бар. Бирақ салыстырмалық теориясына сәйкес қалеген массаға энергия сәйкес келеди хәм буған карама-қарсы болған жағдай, яғный қалеген энергияға массаның сәйкес келиуі пүткиллей орын алмайды. Солай етип масса менен энергияның толық эквивалентлиги жоқ.

Төртінши аргумент – терминологиялық. Салыстырмалық теориясы бойынша әдебият белгилеулер менен терминологияда сондай алжасықларға ийе болып, бул алжасықлар жол хәрекетинде оң тәреплик те, шеп тәреплик те хәрекет руксат етилген қаланы еске түсиреди. Мысалы Үлкен Совет энциклопедиясында, Физикалық энциклопедияның сөзликте және хәр қыйлы физикалық энциклопедиялар менен справочниклерде  $m$  хәрипи менен массаны да, релятивистлик массаны да белгилейди, әдеттеги массаны айырым уақытлары масса, ал көбирек тынышлықтағы масса, релятивистлик массаны қозғалыс массасы, бирақ көбинеше тек масса деп атайды. Бир мақалаларда авторлар избе-из релятивистлик терминологияларды қолланады, ал екиншилердинде авторлар избе-из архаистлик терминологияға сүйенеди. «Масса» мақаласын «салыстырмалық теориясы» мақаласы менен енди баслап атырған оқыұшыға салыстырыу қыйын ис болып табылады.

Салыстырмалық теориясында тек бир «масса» термининиң бар екенлигинен, ал басқаларының «жин-шайтаннан ямаса хийлекерликтен» келип шығатуғынлығынына қарамастан усундай алжасықлар көп сабақлықлар менен монографияларда гүллеп, рауажланып атыр.

Бесинши аргумент - педагогикалық. Денениң массасы тезликке ғәрезли өседи деген жағдайды догматикалық үйренип алған оқыұшы, муғаллим, киши курслар студенти егер оларды қайтадан үйретиу үшін күш жумсалмаса салыстырмалық теориясының мағанасын рәсинда түсине алмайды.

Буннан кейин профессионал физик-релятивист болып жетиспеген қалеген адам, әдетте, масса хәм энергия хаққында турақлы емес көз-қарасқа ийе болады. Көпшилик жағдайларда  $m = m_0 \sqrt{1 - v^2 / c^2}$  формуласы әлбетте  $E = mc^2$  формуласы менен бир қатарда олардың ядында қалған бирден бир формула болып табылады.

Салыстырмалық теориясын стандарт мектеп сабақлығынан үйренген қалеген өз бетинше ойлайтуғын адам интеллектуаллық дискомфортты басынан кеширеу керек.

## § 16. Масса жұмбағы. Масса қалай пайда болады?

Африка пилиниң массасы (6 тонна) ең киши қумырысқаның массасынан (0,01 мг) шама менен 600 млрд. есе үлкен. Жоқары кварктиң массасы нейтринодан тап сондай шамаға үлкен. Усы уақытқа шекем элементар бөлекшелердиң массасынының тап сондай үлкен шамаларға айрылатуғынлығы усы күнлерге шекем түсиниксиз.

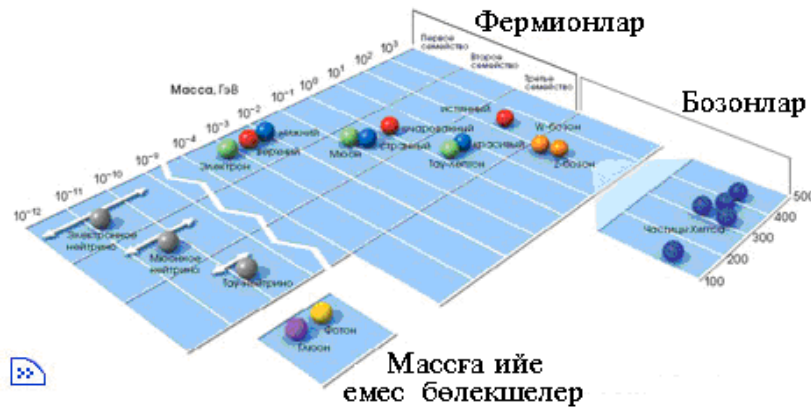
Массаның не екенлигин көп адамлар биледи. Пилдиң қумырысқадан ауыр екенлиги бәршеге түсиникли. Хәтте гравитация болмағнада да пил үлкен массаға ийе бола береді: оны орнынан қозғап қойыу хәм оған тезлик беріу қыйын. Әлбетте пил қумырысқаға салыстырғанда оғада үлкен сандағы бөлекшелерден турады. Бирақ айырым атомлардың массалары не менен анықланады? Элементар бөлекшелердиң массалары хаққында не айтыуға болады? Масса қайдан алынады?

Масса проблемасының бир биринен ғәрезсиз еки аспекти бар. Ең дәслеп массаның қалай пайда болатуғынлығын түсиниу керек. Оның пайда болыуында ең кеминде хәр қыйлы болған үш механизм қатнасады екен хәм олардың үшеуі де төменде тәриппенеди. Физикалық теорияларда ең баслы орынды барлық дүньяны алып турған Хиггс майданы деп аталыушы майдан ийелейди. Усы майдан менен тәсир етисиудиң нәтийжесинде



элементар бөлөкшелер массаға ийе болады деп есапланады. Егер усы майдан хақықатта да бар болса, онда усы майдан менен байланысқан бөлөкше – Хиггс бозонының да бар болуы керек. Хэзирги ўақытлары Хиггс бозонларын излеў устинде оғада көп санлы изертлеўшилер элементар бөлөкшелерди үлкен тезликлерге шекем тезлетиўши куўатлы тезлеткишлерде ислеп атыр.

Усының менен бирге илимпазлар мына нәрсени билиўге күш салмақта: неликтен элементар бөлөкшелердиң хәр қыйлы түрлерине массаның қатаң түрде анықланған мәнислери сәйкес келеди, қала берсе ең аўыр элементар бөлөкшелер массалары бойынша ең жеңил бөлөкшелерден  $10^{11}$  ге парық қылады?<sup>44</sup>



Стандарт модель бойынша бөлөкшелердиң массалары 11 тәртипке паркланады хэм Хиггс майданы менен тәсирлесиўдиң акыбетинде пайда болады. Шамасы Хиггс бозонларының бес түри бар. Олардың массаларының шамалары белгисиз болғанлықтан сүүретте олардың мүмкин болған мәнислери берилген.

**Масса дегенимиз не?** Биз жоқарыда 1687-жылы Исаак Ньютонның массаны заттың тығызлығы менен көлемине пропорционал болған өлшеми деп жазғанлығын көрип өттік. Усындай анықламаның илимпазларды еки әсир даўамында толық қанаатландырғанлығын да абайладық. Илимпазлар дәслеп тәбияттың нызамларының қалай хәрекет ететуғынлығын түсиниўге умтылды. Буннан кейин ғана неликтен хәмме нәрсениң тап усындай болып, ал басқаша емес ететуғынлығын билиў керек деп есаплады. Соңғы жыллары физиклер ушын «неликтен масса бар?» деген сораў жүдә үлкен әхмийетке ийе болып қалды. Массаның пайда болуы менен мәнисин түсиниў элементар бөлөкшелер физикасының Стандарт моделин толықтырады хэм кеңейтеди<sup>45</sup>. Соның менен бирге бул сораўға жуўап бериў Әлемниң шама менен 25 процентин кураўшы қараңғы затлар машқаласын шешиўге де жәрдем береді.

Масса хаққындағы хэзирги билимлер Ньютон анықламасына салыстырғанда әдеўир курамалы болып, стандарт моделге тийкарланады. Оның тийкарында лагранжиан деп аталуышы математикалық функция турып, ол хәр қыйлы бөлөкшелердиң бир бири менен қалай тәсирлесетуғынлығын көрсетеди. Релятивистлик квант теориясының қағыйдалары бойынша лагранжианның жәрдемінде физиклер элементар бөлөкшелердиң минез-қулқын (поведениеси), мысалы дара жағдайда олардың протонлар менен нейтронларды қалай пайда ететуғынлығын есаплайды. Күш пенен массаны хәм алынатуғын тезлениўди байланыстырыўшы  $F=ma$  формуласын элементар бөлөкшелерге де, курамалы болған бөлөкшелерге қолланыўға болады. Лагранж функциясы  $m$ , яғный бөлөкшениң массасы ушын пайдаланыў мүмкин болған мәнисти есаплаўға мүмкиншилик береді. Бирақ масса тек Ньютонның екинши нызамына ғана кирип қоймайды. Мысалы арнаулы салыстырмалық теориясына сәйкес массаға ийе емес бөлөкшелер вакуумде жақтылықтың

<sup>44</sup> Бул жерде салмақ пенен масса сөзлери бир мәнисте қолланылмақта.

<sup>45</sup> Элементар бөлөкшелердиң өз-ара тәсирлесиўин хэзирги ўақытлары жедел түрде раўажланып атырған элементар бөлөкшелердиң «Стандарт модели» деп аталатуғын моделдиң тәриплетуғынлығын айтып өтемиз.

тезлігіндей тезлік пенен қозғалады, ал массаға ийе бөлекшелер әстерек қозғалады, қала берсе массаның мәнісін билип тезліктің мәнісін есаплау мүмкін. Соның менен бирге гравитация массаға қандай тәсір ететугын болса, оған эквивалент болған энергияға да тап сондай тәсір етеді. Лагранжиан жәрдемінде есапланған  $m$  шамасы барлық физикалық теңдемелердегі массаның орнын ийелей алады.

Фундаменталлық бөлекшелер анық бір мәніске ийе массаға ийе болады (ноллик массаға ийе бөлекшелерді массасыз бөлекшелер деп атаймыз). Қурамалы бөлекшенің толық массасы оны қураушы бөлекшелердің массасынан, олардың қозғалысының кинетикалық энергиясынан хәм олардың бір бири менен тәсірлесіуіне сәйкес келиуші потенциал энергиядан турады. Энергия менен масса арасындағы байланыс Эйнштейннің

белгили болған  $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$  формуласы менен тәриплениди.

Массаға үлес қосатуғын энергияның мысалы ретінде атом ядроларын қураушы заттың жақсы белгили түри протонлар менен нейтронлар болып табылады. Бул бөлекшелер пүткіл Әлемнің массасы менен энергиясының 4-5 процентін қурайды (төмендегі сүүретте келтирилген). Стандарт моделге сәйкес протонлар менен нейтронлар кварклерден дүзилген болып, кварклердің өзлери бір бири менен массаға ийе емес глюонлар менен байланысқан. Хәр бір протонды қураушы элементлер барқулла хәрекетте болса да, биз оны (протонды) белгили бір массаға ийе бір объект түрінде көреміз. Ал протонның массасы болса оны қураушы элементар бөлекшелердің массаларының хәм энергияларының қосындысына тең.

Стандарт моделдің теңдемелерінен протонлар менен нейтронлардың дерлик барлық массасы кварклер менен глюонлардың кинетикалық энергияларынан туратуғынлығы келип шығады. Қалған азмаз масса кварклердің массаларының қосындысы болып табылады). Солай етип барлық Әлемнің 4-5 проценти ямаса бизге таныс болған дерлик барлық затлар протонлар менен нейтронлардағы кварк пенен глюонлардың қозғалысларының энергиясынан турады екен.

**Хиггс механизми.** Кварклер менен электронлардың протонлар менен нейтронлардан айырмасы олардың бөлінбейтуғынлығында. Олардың массалары қайдан пайда болады деген сорау массаның пайда болыуының бас жұмбағы болып табылады. Хәзіргі уақытлардағы физикалық теорияларға сәйкес фундаменталлық бөлекшелердің массалары Хиггс майданы менен тәсірлесіудің салдарынан пайда болады. Бирақ неликтен бул майдан Әлемнің барлығын толтырып тур? Неликтен космослық масштабларда оның кернеуілиги электромагнит майданының кернеуілигинің нолге тең болғанлығындай нолге тең емес? Хиггс майданы дегеніміз не?

Хиггс майданы квант майданы болып табылады. Бул жерде таң қаларлық хеш қандай нәрсе жоқ: барлық элементар бөлекшелер сайкес квант майданларының квантлары болып табылады. Электромагнит майданы да квант майданы болып, оған сәйкес келиуші элементар бөлекше фотон. Сонлықтан усындай көз-қарасларда Хиггс майданы электронлар хәм жақтылыққа салыстырғанда жумбақ болып табылмайды. Бирақ Хиггс майданының үш айырықшалығы бар.

Олардың биріншиси «техникалық» айрықшалық болып табылады. Барлық майданлар спинлери менен тәриплениди. Олардың сайкес бөлекшелерінің белгили бір мәніске ийе мүйешлик моменти бар болады. Мысалы электронның моменти  $\frac{1}{2}$  ге тең, ал тәсірлесіу менен байланыслы болған бөлекшелердің көпшилигинің спинлери (фотонда) 1 ге тең. Хиггс бозонының спини нолге тең. Сонлықтан Хиггс майданы лагранжианға әдеттегідей емес усыл менен киреди. Бул өз гезегінде оның қалған айрықшалығын тәміинлейди.



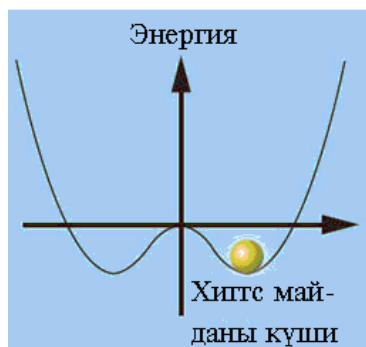
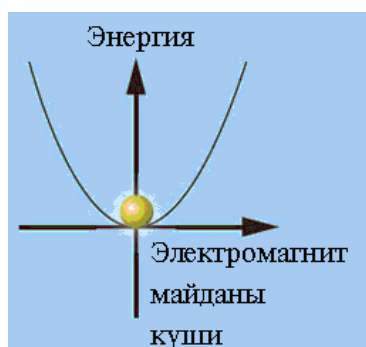
Хиггс майданы менен толтырылган «Бос» кеңислик балаларға толы пляжды еске түсиреди.



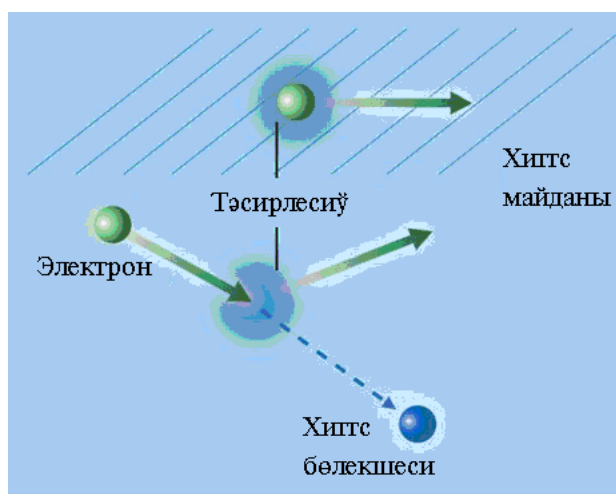
Кеңислик областын кесип өтип баратырған бөлекше музқаймақ сатыўшыға усайды.



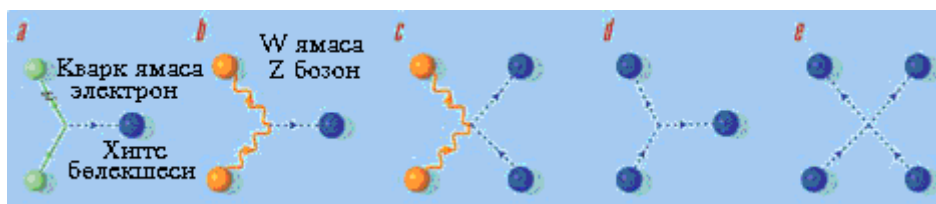
Балалар арбаны қоршап алады хэм оның қозғалысын астелетеди. Усының нәтийжесинде арба «масса» ға ийе болады.



Әдеттеги майданлардың энергиясы (мысалы электромагнит майданының энергиясы) майданның кернеўлиги нолге тең болғанда минимал мәниске ийе болады (шеп тәрәпте келтирилген). Әлем төмен карай думалап киятырған шарға усайды. Ол шар кернеўлилик нолге тең болған ойпатлықта тоқтайды. Хиггс майданының энергиясы нолге тең болмаған кернеўлиликте минимал мәниске ийе (оң тәрәптеги сүүрет). Солай етип ең төменги энергияға ийе халда Әлем Хиггс майданы менен толы болады.



Еки қубылыстың туўылыўы. Еки хәр кыйлы болған қубылыслар - бөлекше тәрәпинен массаға ийе болыў (жоқарыда) хэм Хиггс бозонының пайда болыўы (төменде) бир тәсирлесіудин себебинен келип шыққан. Бул факт Хиггс механизмин экспериментте тексерип көриўде қолланылады.



Басқа бөлекшелер менен тәсірлесиү. Сүүретте көрсетілген Фейнман диаграммасы Хиггс бозонының басқа бөлекшелер менен тәсірлесиуін сәулелендиреди. *a* диаграммасы кварк ямаса электрон типіндегі бөлекшениң Хиггс бозонын шығаруын ямаса жутуын тусиндиреди. *b* сүүретте *W* хәм *Z* бозонлары ушын соған сәйкес процесс сәулеленген. *W* хәм *Z* бозонлары өз гезегінде бир ўақытта еки Хиггс бозоны менен тәсірлесе алады. *c* сүүретте Хиггс бозонының *W* хәм *Z* шашырауы көрсетілген (турпайы түрде айтқанда оның менен соқлығысыуы сәулеленген). *a*, *b*, *c* диаграммаларда көрсетілген тәсірлесиулер бөлекшелердің массаларының пайда болуына жууапкер. Соның менен бирге Хиггс бозонлары бир бири менен де тәсір етиседи (*d* хәм *e* сүүретлер). Элементар диаграммалардың көшірмелерин бирге байланыстырып қурамалырақ болған процесслерди сәулелендириу де мүмкин. *d* хәм *e* диаграммаларда келтирилген тәсірлесиулер энергия графының формасына жууап береді (шеп тәрепте жоқарыда).

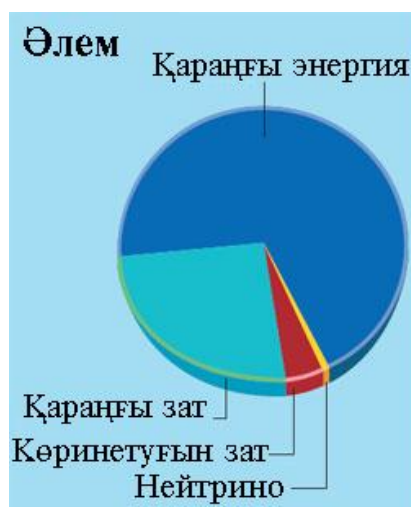
Хиггс майданының екинши әжайып айрықшалығы оның кернеулигиниң барлық орынларда нолге тең емес екенлигин түсиндириуіге мүмкиншилик береді. Қәлеген система, соның ишинде Әлем де ойпатлыққа қарай домалап баратырған шарға усап ең төмен энергияға ийе болған халға өтиуіге тырысады. Әдеттеги майданлар ушын (электромагнит майданы жағдайындағыдай сыяқлы) ең томенги энергиялық хал майданның кернеулигиниң ноллик мәнисине, яғнай майданның жоқлығына сәйкес келеді. Егер майдан нолге тең болмаса, онда бул майдандағы энергия системаның улыұмалық энергиясын үлкейтеді. Бирақ Хиггс майданы жағдайында Әлемнің энергиясы майдан кернеулиги нолге тең болмаған жағдайда минималлық мәнисине ийе. Солай етип әдеттеги майданлар ушын ойпатлықтың түби кернеуликтиң нолине сәйкес келеді, Хиггс майданы ушын ойпатлықтың орайында (ноллик кернеуликте) дүмпешик бар болып, ал ең төмен нокатлар ойларды (сүүретте келтирилген шуқырларды) пайда етеді. Шарға усап Әлем де сол ойларға кулап түседі. Ал бул ойлар болса ноллик емес майданға сәйкес келеді. Сонлықтан Әлем өзиниң ең төменги энергиясына сәйкес келиуши тәбийий халында Хиггс майданы менен толып турады.

Хиггс майданының соңғы айрықшалық белгиси оның басқа бөлекшелер менен тәсір етисиу өзгешеликтери менен байланыслы. Хиггс бөлекшелери тәсір етесиу күшине көбейтилген майдан кернеулигине пропорционал массаға ийе сыпатында көринеди. Массалар Хиггс майданы менен тәсірлесетуғын бөлекшелерге тийисли болған лагранжианның ағзалары менен байланысқан.

Бирақ биз усы ўақытларға шекем Хиггс майданларының неше түриниң бар екенлигин айта алмаймыз. Стандарт модель элементар бөлекшелердің массаларының барлығы да Хиггстың бир майданы менен байланысқан деп талап етсе де бул теорияны толығынақ теория менен алмастыруу ўақыты келди. Усындай жаңа теория болман деп урынып атырған теориялардың ең баслысы Суперсимметриялы стандарт модель (ССМ) деп аталыушы Стандарт моделдің кеңестилген варианты болып табылады. Бул теорияда Стандарт моделдің хәр бир бөлекшеси еле бақланбаған қәсиеттери бойынша тығыз байланысқан суперсерикке (суперпартнёрға) ийе болады<sup>46</sup>. ССМ де Стандарт моделдің хәм бир бөлекшесине масса бериу ушын кемінде Хиггс майданының еки түриниң болуы зәрүр. Бул майданлар да массаның бир бөлимин (бирақ барлығын емес) суперсериклерге де береді. Хиггстың еки майданы Хиггс бозонларының бес түриниң бар болуына алып келеді: олардың үшеуи электрлик жақтан нейтраль хәм екеуи зарядланған.

<sup>46</sup> Қараңыз: [www.sciam.ru/2003/9/phizical.shtml](http://www.sciam.ru/2003/9/phizical.shtml)

Нейтриноналардың массалары басқа элементар бөлекшелердің массаларына салыстырғанда жүдә киши хәм усы массалар усы тәсирлесиўлердің салдарынан пайда болыўы мүмкин хәм және бир, Хиггстың үшінши майданы менен байланысқан болыўы мүмкин.



Теоретиклерде Хиггс тәсирлесиўиниң ССМ-картинасының дурыс деп айтыўға бир неше себеп бар. Бириншиден Хиггс механизисиз әззи тәсирлесиўлердеги байланысты пайда етиўшилер болған W- хәм Z-бозонлары да фотон сыяқлы массаға ийе болмаған болар еди хәм әззи байланыс та электромагнит байланыс сыяқлы күшли болған болар еди. Теорияға сәйкес Хиггс механизми W- хәм Z-бозонларға өзине тән айрықша түрде масса береді. Усы жағдайға тийкарланған болжаўлар экспериментте тастыйықланды (мысалы W- хәм Z-бозонлардың массаларының қатнасы).

Екиншиден Стандарт моделдің барлық басқа аспектлери жақсы тексерилип көрилген. Ал бир бири менен байланысқан, бастан ақырына шекем жақсы исленген теорияның бир бөлимін өзгертип (мысалы Хиггс майданын), қалғанларын өзгериссиз қалдырыў мүмкин емес. Мысалы W- хәм Z-бозонлардың қасийетлерин өлшеў нәтийжелери экспериментте тастыйықланбастан әдеўир бұрын жоқары кварктиң массасын дәл болжаўға алып келди. Егер Хиггс механизми басқа болғанда бул хәм басқа да болжаўлар дурыс болмаған болар еди.

Үшиншиден, Хиггс механизми Стандарт моделдің барлық бөлекшелериниң, W- хәм Z-бозонлардың, кварклердің хәм лептонлардың массаларының пайда болыўын түсиндириў ушын идеал түрде жарайды. Альтернитавлик теориялардың бундай нәрселерди ислей алыўына сәти түспейди. Буннан басқа ССМ тәбияттың барлық күшлерин бирден бир түсиниўге мүмкиншилик беретуғын структураны усынады. Ақыр-аяғында ССМ неликтен Әлем ушын энергиялық ойпат (ойық) Хиггс механизмин түсиндириў ушын зәрүрли формаға ийе болатуғынлығын түсиндириўге жәрдем береді. Базалық стандарт моделде ойпаттың формасын постулат түрінде киргизиў зәрүр, ал ССМ де ойпат математикалық жоллар менен келтирилип шығарылады.

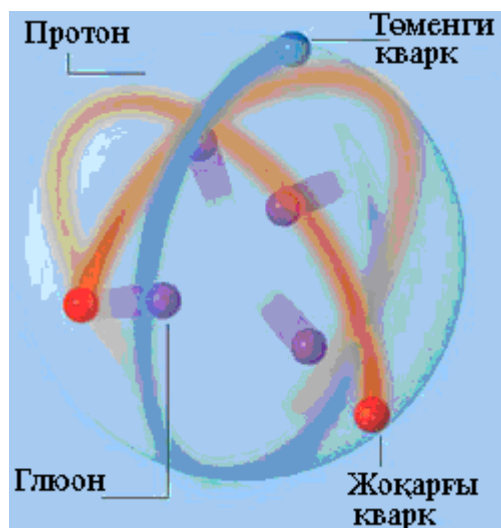
**Космослық инвентаризация.** Хиггс майданы теориясы элементар бөлекшелердің - Әлемниң ең киши «гербиш» лериниң массаға калай ийе болатуғынлығын түсиндиреди. Бирақ Хиггс механизми Әлемдеги масса-энергияның бирден бир дегери емес («масса-энергия» түсиниги масса менен энергияны бирлестиреди. Олар бир бири менен

Эйнштейнниң  $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$  формуласы менен байланысқан).

Әлемниң масса-энергиясының шама менен 70 проценти «қараңғы энергия» деп аталыўшы менен байланысқан. Ал қараңғы энергия болса бөлекшелер менен тиккелей байланысқан емес. Қараңғы энергияның бар екенлигиниң бас белгиси Әлемниң

кеңейіуінің тезленіуі болып табылады. Ал сол қараңғы энергияның машқаласы хәзирги заман физикасының ең қурамалы машқалаларының бири болып табылады<sup>47</sup>.

Әлемнің масса-энергиясының қалған 30 проценти массаға ийе затлар, бөлекшелер түрінде жасайды. Затлардың ең таныс түри – протонлар, нейтронлар, электронлар. Олар Әлемдеги затлардың шама менен алтыдан бирин, ямаса барлық Әлемнің 4-5 процентин ғана қурайды. Усы массаның үлкен бөлеги протонлар менен нейтронлардың ишинде қозғалыста болатуғын кварклер менен глюонлардың қозғалыс энериясының есабынан пайда болады.



Әлемдеги затларға ең киши үлести нейтринолар косады. Олар үш топарды пайда етеди хәм оғада киши массаға ийе болады. Нейтринолардың абсолют массасы еле өлшенбеген, бирақ хәзирге шекем топланған мағлыұматлар олардың жоқарғы шегинің Әлемнің барлық массасының 0,5 процентинен аспайтуғынлығын көрсетеди.

Әлемнің масса-энергиясының қалған 25 процентин бизге көринбейтуғын қараңғы затлар (қараңғы материя) курап, олардың бар екенлиги хаққында бизлер тәрепинен бақланатуғын объектлерге гравитациялық тәсиринен билемиз. Хәзирше қараңғы затлардың нелерден туратуғынлығы белгисиз. Бирақ олардың орнын ийелейтуғын жақсы кандидатуралар бар болып, хәр кыйлы теорияларды тексерип көриу бойынша экспериментлер жедел түрде жүргизилмекте<sup>48</sup>. Қараңғы затлар үлкен массаға ийе бөлекшелерден турыуы керек, себеби олар тартысыу күшинің тәсиринде өлшемлери галактикалардың өлшемлериндей уйысқан областларды пайда етеди. Пикирлердің хәр қыйлылығы бизге қараңғы затлардың Стандарт моделдің әдеттеги бөлекшелернен турмайтуғынлығы хаққында дерек береді.

Қараңғы затлардың бөлекшелери атын алыу ушын ең баслы талабан ең жеңил суперсерик (ЖСС) болып табылады. Бундай бөлекше Стандарт моделдің кеңейтилиуі болған Суперсимметриялы Стандарт моделлер (СССМ) деп аталыушы моделлерде пайда болады. Шамасы жеңил суперсериктің массасы протонның массасынан 100 есе үлкен.

**Теорияны тексерип көриу.** Әлбетте физиклер ушын массаның Хиггстың хәр кыйлы майданлары менен тәсирлесіуінің нәтижеси екенлигине исениудің әхмийетли екенлиги тәбийий нәрсе. Үш әхмийетли айрықшалықты тексерип көриуге болады.

Бириншиден Хиггс бозонларын излеп көриу керек: егер сол бозонлар табылмаса, онда түсиндириулерди дурыс деп есаплауға болмайды. Хәзирги уақытлары физиклер Хиггс

<sup>47</sup> Қараңыз: [www.sciam.ru/2004/12/phizical.shtml](http://www.sciam.ru/2004/12/phizical.shtml)

<sup>48</sup> Қараңыз: [www.sciam.ru/2003/7/phizical.shtml](http://www.sciam.ru/2003/7/phizical.shtml).

бозонларын Ферми атындағы миллий тезлеткиш лабораториясының Tevatron-коллайдерінде (АҚШ) ізлемекте<sup>49</sup>.

Екиншиден Хиггс бозонлары табылғаннан баслап биз олардың басқа бөлекшелер менен қалай тәсірлесетуғынлығын бақлай аламыз. Усындай тәсірлесіулердің қасиетлери бөлекшелердің массаларын анықлаушы лагранжианның ағзалары жәрдемінде бериледи. Сонлықтан олардың бар екенлигин экспериментте тексерип көриу мүмкин, себеби тәсірлесіу күшлери менен бөлекшелердің массалары бир мәнисли байланысқан.

Үшиншиден Стандарт моделде хәм ССМ де пайда болатуғын Хиггс майданларының хәр қыйлы жыйнақларына белгили бир қасиетлерге ийе бозонлардың хәр қыйлы жыйнақларының сәйкес келиуі керек. Илимпазларға хәр қыйлы Хиггс бозонларын алыу ушын соқлығысыу энергиясы жеткиликли болған коллайдерлер керек. Соның менен бирге коллайдерлер бозонлардың көп муғдарын алыу ушын жеткиликли дәрежеде интенсивликке ийе болыуы шәрт. Соның менен бирге соқлығысыулардың ақыбетінде алынған бөлекшелерди анализлеу ушын коллайдерлер жақсы детекторлар менен тәмийинленген болыуы керек.

Хиггс бозонларының массаларының мәнислери белгисиз болғанлықтан массалардың кең диапазонын изертлеуге туура келеди. Бул изеулерди бираз курамаластырады. Теориялық таллаулар менен экспериментте алынған мағлыұматларды анализлеу қандай массаны күтиудің керек екенлигин шама менен ғана айта алады.

Илимпазлар протоннан минимум 120 есе ауыр болған бозонларды CERN деги Үлкен электрон-позитрон коллайдерде (LEP) табыуы мүмкин еди. Бирақ оларды табыу сәти түспеди. 2000-жылы LEP тиң жабылыуы алдында энергия менен интенсивликтің шеклерінде Хиггс бозонының бар екенлиги хәққында жанапай тастыйықлаулар алынды: изертлеушилер көп санлы дәл өлшеулер жүргизди хәм алынған нәтийжелер басқа тезлеткишлерде алынған мағлыұматларды толықтырды. Егер бөлекшелердің ең жеңил Хиггс бозоны менен базы бир тәсірлесіуі менен бирге бозон протоннан 200 есе ауыр деп есапланса алынған мағлыұматлардың барлық жыйнағы теория менен сәйкес келеди. Солай етип биз бозонның массасының жоқарғы шегин аламыз хәм бул изеу диапазонын киширейтиуге жәрдем береді.

Жақын бир неше жыл ишінде Хиггс бозонының хәқыйқаттан да бар екенлигин туурыдан тууры тастыйықлайтуғын бирден бир коллайдер Теватрон болып табылады. Егер нурдың интенсивлиги жеткиликли мәниске жеткерилетуғын болса бундағы соқлығысыу энергиясы Хиггс бозонын табыуға мүмкиншилик береді. 2007-жылы CERN деги Үлкен адронлық коллайдер (LHC) ислей баслайды<sup>50</sup>. Оның бөлекшелерге беретугын

<sup>49</sup> Коллайдер (англ. *Collider*, англ. *collide* - соқлығысыу) – соқлығысыу продуктлерин изертлеу ушын арналған дәстелери бир бирине карама-қарсы зарядлы бөлекшелердің тезлеткиши. Коллайдерлердің жәрдемінде илимпазларға элементар бөлекшелерге үлкен кинетикалық энергияларды бериуге, ал олар соқлығысқаннан кейин басқа бөлекшелердің пайда болғанлығын бақлауға мүмкиншилик туады. Түри бойынша коллайдерлер сақыйналы хәм сызықлы болып бөлинеди (<http://nature.web.ru/db/msg.html?mid=1181352&s=>, <http://ru.wikipedia.org/wiki/>, <http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/accelerators/collider.htm>).

<sup>50</sup> CERN (ЦЕРН) – Ядролық изертлеулер бойынша Европа шөлкеми, дүньядағы ең үлкен жоқары энергиялар лабораториясы. Ядролық изертлеулер бойынша Европалық орай, Ядролық изертлеулер бойынша Европалық кеңес деп те айтылып жүр. CERN сөзи француз тилинен *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* сөзлеринен алынып дәл Ядролық изертлеулер бойынша Европалық Кеңес мәнисин береді. <http://ru.wikipedia.org/wiki/CERN> хәм [http://physics.com.ua/news\\_news.php?id=816](http://physics.com.ua/news_news.php?id=816) сайтларын караңыз. CERN Швейцария менен Францияның шегарасында женева қаласына жақын жайласқан. Ол 1954-жылы 29-сентябрь күни шөлкемлестирілген. Дәслеп CERN ге 12 европа ели ағза болып кирди, хәзирги уақытлары олардың саны 20 ға жетти. Бул жерде шама менен 3000 адам турақлы түрде және Жер жүзинің көп еллеріндеги 500 дей университетлер менен институтлардан келген 6500 дей физиклер менен инженерлер экспериментлерге қатнасыу мақсетінде жұмыс ислейди. CERN ниң жайларынаң астында 100 метр тереңликте зарядланған бөлекшелердің гигант тезлеткишлери жайласқан.

энергиясы Теватрон беретугын энергияға салыстырғанда жети есе үлкен, ал тезленетуғын зарядланған бөлекшелердің интенсивлиги де әдеуір жоқары. Үлкен адронлық коллайдер Хиггс бозонларының фабрикасына айланады хәм хәр күни көп сандағы бөлекшелерди бақлаўға мүмкиншилик береді деп күтилмекте. Егер ЛНС планластырылғандағы мүддетлерде табыслы түрде ислей басласа, онда зәрүрли мағлыұматларды жыйнаў хәм оларды интерпретациялаў тек еки жылды ғана талап етеди. Масса ҳақыйқатында да Хиггс бозонлары менен тәсирлесіўдің салдарынан пайда болатуғынлығына биротала исениў ушын ЛНС ге (ЛНС те протонлар соқлығысады) хәм Теватронға (бунда протонлар антипротонлар менен соқлығысады) қосымша жаңа электрон-позитрон коллайдер керек болады.

**Қараңғы затлар.** Хиггс бозонларын бақлаў массаның келип шығыўын түсиндириўге жәрдем берип ғана қоймай қараңғы затлардың жумбағын да шешиўге мүмкиншилик береді. ССМ-теорияның қараңғы материя менен байланысқан ең аҳмийетли бөлекшеси ең жеңил суперсерик (ЖСС) болып табылады. Суперсериклердің көпшилиги массалары киши болған суперсериклерге ыдырайды, қала берсе ыдыраў шынжыры ЖСС де тоқтайды. Ал ЖСС ыдырайын десе массалары олардың массасынан киши бөлекше жоқ (Суперсерик ыдырағанда тек Стандарт моделдің бөлекшелерине ғана ыдырамап қоймайды; ыдыраўдың кеминде бир продукти суперсерик болыўы керек). Суперсерик болған бөлекшелер Үлкен партланыўдың ең дәслепки этапларында пайда болған болыўы хәм кейин тезден ең жеңил суперсерикке шекем ыдыраған болыўы керек. Бул ең жеңил суперсерик болса қараңғы материяның тийкары болады деп болжанады.

Хиггс бозонлары Әлемдеги қараңғы материяның муғдарына тиккелей тәсир ете алады. Биз ЖСС ның хәзирги муғдарының Үлкен партланыўдан кейинги муғдарынан киши екенлигин билемиз. Себеби олардың базы биреўлері соқлығысыўы хәм соның ақыбетинде кварклерге, лепотонларға хәм кварклерге аннигиляцияға ушыраўы мүмкин, ал аннигиляция тезлиги Хиггс бозонлары менен тәсир етисіўши ЖСС лар ушын үлкен болыўы мүмкин еди.

Жоқарыда айтылып өтилгениндей Хиггстың еки тийкары ССМ-майданлары Стандарт моделдің бөлекшелерине хәм ЖСС сыяқлы суперсериклерге массаларының бир бөлимин береді. Қалған массаны олар Хиггстың басқа майданлары ямаса олардың аналоглары менен тәсирлесіўдің салдарынан алады. Бул процесслердің теориялық моделлери усы ўақытларға шекем улыўма түрде ислеп шығылған, бирақ суперсериклердің өзлери ҳаққында мағлыұматларға ийе болмағанша процесслер ҳаққында айқын түрде хеш нәрсе айта алмаймыз. Бундай мағлыұматлар ЛНС тезлеткишинде ямаса Теватронда алынады деп күтилмекте.

Нейтринолардың<sup>51</sup> массалары Хиггстың қосымша майданлары менен тәсирлесіўдің нәтийжеси болыўы мүмкин. Бурынлары нейтрино массаға ийе емес деп есапланатуғын еди. Бирақ 1979-жылы теоретиклер нейтринолар жүдә киши массаға ийе болады деп болжады. Ал өткен он жыллықларда бир қанша қурамалы экспериментлер бул болжаўды тастыйықлады<sup>52</sup>. Ең жеңил бөлкшелер ишинде массасы бойынша екінши орынды ийелеўши электроннан нейтрино миллион есе жеңил. Олар электрлик жақтан нейтрал болғанлықтан зарядланған бөлекшелердің массаларының пайда болыўына қарағанда нейтринолардың массасының пайда болыўын теориялық жоллар менен тәриплеў қыйынырақ. Нейтрононың хәр бир массасына бир неше процесс үлес қосады хәм техникалық себеплерге байланыслы оның ҳақыйқый мәниси ағзаларды эпиўайы қосыў жолы менен емес, ал теңлемени шешиў арқалы алынады.

<sup>51</sup> Нейтринолар – спино  $\frac{1}{2}$  ге тең болған турақлы (стабил) нейтрал лептонлар болып табылады. Олар тек эззи хәм гравитациялық тәсирлесіўге катнасады. Затлар менен оғада эззи тәсирлеседи: 1 МэВ энергияға ийе нейтроно қорғасында  $\sim 10^{20}$  см ( $\sim 100$  эактылық жылы) еркин жүриў жолына ийе (қараңыз <http://ru.wikipedia.org/wiki/>, Қуяш нейтриносы <http://www.astronet.ru/db/msg/1160642>).

<sup>52</sup> Бул ҳаққында толық түрде <http://www.sciam.ru/2003/9/astrofizica.shtml> жәрдемінде билиўге болады.



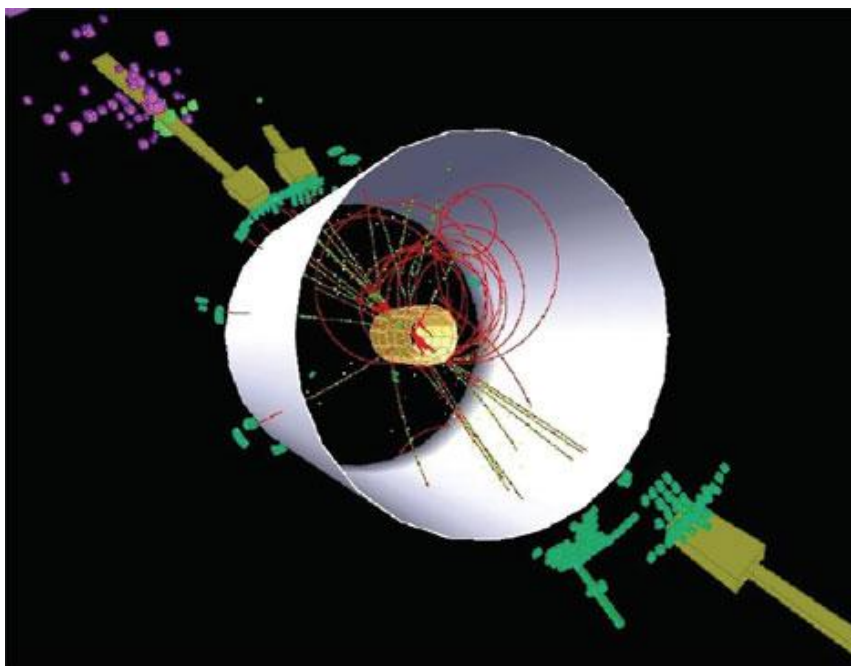
Солай етип биз жоқарыда массаның пайда болыуының үш жолын көрдик: бизге жақсы таныс болған массаның түри болған протонлар менен нейтронлардың, яғнай атомлардың массалары протонлар менен нейтронларды қурайтуғын кварклердің қозғалысы менен байланыслы. Хиггс майданы болмаса да протонның массасы биз билетуғын  $1,672614(14) \cdot 10^{-24}$  грамм болған болар еди<sup>53</sup>. Бирақ кварклердің массалары толығы менен Хиггс майданы менен тәсирлесіудің ақыбетінде пайда болады. Хиггс майданы болмағанда кварклердің массалары нолге тең болған болар еди. Хәм ақырында, суперсериклердің массаларының үлкен бөлеги хәм қараңғы майданның бөлекшелеринің массалары (егер олар хақыйқатында да ең жеңил суперсериклерден туратуғын болса) қосымша тәсирлесіулердің нәтижеси болып табылады.

Ең ақырында бөлекшелер семействоларының машқаласын көріп өтеміз. Өткен ярым әсир ишінде физиклер биз көріп турған дуньяның тек алты бөлкшеден туратуғынлығын көрсетти: заттың үш бөлекшеси (жоқары кварклер, төменги кварклер хәм электронлар), тәсирлесіу күшлерин пайда етиуши еки квант (фотонлар хәм глюонлар), хәм Хиггс бозонлары. Бирақ және төрт кварк, электронға уқсас еки бөлекше хәм нейтриноның үш түри белгили. Олардың барлығы да қысқа ўақыт жасайды хәм басқа алты кварк пенен әззи тәсирлеседи. Солай етип үш семействоны бир биринен айырады: 1) жоқарғы (u) хәм төменги (d) кварклер, электронлық нейтрино, электрон; 2) хайран қаларлық (очарованный) (c) хәм ерси (странный) (s) кварклер, мюонлық нейтрино, мюон; 3) хақыйқый (истинный) (t) и шырайлы (красивый) (b) кварклер, тау-нейтрино, тау-лептон<sup>54</sup>. Хәр бир семействоның бөлекшелеринің тәсирлесіулері бирдей (идентично) хәм айырмасы мынадай: биринши семействоға кириуши бөлекшелер екинши семействоға кириуши бөлекшелерге карағанда әззи тәсирлеседи, ал екинши семействоға кириуши бөлекшелер үшінши семействоға кириуши бөлекшелерге карағанда әззи тәсирлеседи. Бөлекшелердің массалары Хиггс майданы менен тәсирлесіудің салдарынан пайда болатуғын болғанлықтан, бөлекшелер оның (Хиггс майданы) менен хәр қыйлы болып тәсирлеседи.

Демек семействолар проблемасы еки мәселе менен байланыслы. Биз көріп турған дуньяны тәриплеу үшін тек биреуи жеткиликли болса, неликтен бөлекшелердің үш семействасы бар? Неликтен хәр қыйлы семействалардың бөлекшелері массасы бойынша айрылады хәм неликтен олардың массалары кестелерде келтирилген мәнислерге ийе? Неликтен тәбиятта бир бири менен дерлик бирдей болған бөлекшелердің үш семействосы бар екенлигине физиклердің түсиниуге тырысып атырғанлығында таң қаларлық хеш нәрсе де жоқ. Олар бөлекшелері менен күшлерине тийкарланған тәбияттың нызамларын анықлау үшін күш салысып атыр. Бизге сондай теория керек, бул теорияда бөлекшелердің массаларын қандай да бир қосымша болжауларсыз хәм дәслепки параметрлерди сайлап алмай-ақ бөлекшелердің массаларының шамалары хәм олар арасындағы қатнастар пайда болыуы керек. Егер сол үш семействоның бар болыуы әхмийетли болса, онда бул жағдай мәниси еле мойынланбаған гилт болып табылады.

<sup>53</sup> Қараңыз «Физический энциклопедический словарь», 593-бет.

<sup>54</sup> Түсиникли болыуы хәм гүман туўдырмауы үшін кварклердің рес хәм карақалпақ тиллеридеги атлары келтирилген.



CERN деги Үлкен Электрон-Позитрон Коллайдерде (LEP) Хиггс бозонының пайда болған болыуы мүмкін. Сызықтар бөлекшелердің ізлеріне сәйкес келеді. Жасыл хәм фиолет реңли тамшылар хәм алтын реңли гистограммалар реакциядан ушып шығатуғын бөлекшелердің детектордың қатламларында жутылған энергияларын сәулелендиреди. Усындай көп санлы ўақыяларды бирлестирип физиклер базы бир реакцияларда Хиггс бозонының катнаасқанлығы хаққында жанапай информацияларды ала алады.

**Базы бир жуўмақлар:** Стандарт модел хәм ССМ семействолардың бақланып жүрген могут қурылысын қабыл ете алады, бірақ оны түсіндіре алмайды. ССМ тек семействолардың қурылысын еле түсіндіре алмады деп ғана емес, ал ол оны пүткіллей түсіндіре алмайды деп тастыйықлайды. Тарлар теориясының<sup>55</sup> бақалығы тек барлық күшлердің кант теориясын усына алғанлығында емес, ал ол элементар бөлекшелер дегенимиз не екенлигин, неликтен үш семействоның барлығын, неликтен хәр кыйлы семействолар Хиггс майданы менен хәр кыйлы болып тәсирлесетуғынлығы түсіндіре алатуғынлығында. Бул теория бир бири менен бирдей емес, бир бирин қайталайтуғын семействолардың болыуына жол қояды. Олардың бир биринен айырмасы күшли, эззи, электромагнитлик, гравитациялық күшлерге тиймей келтирилип шығарылады<sup>56</sup>.

Массаның тәбиятын түсиниўге байланыслы жумыслардың басланғанына аз ўақыт өткен жоқ. Элементар бөлекшелер физикасының Стандарт моделисиз хәм бөлекшелерди тәриплеў ушын майданның квант теориясының раўажланыўысыз физиклер хәтте мәселени дурыс қоя алмады. Массаның келип шығыўы хәм шамасы хаққындағы мәселе еле жумбақ болса да оны түсиниў ушын зәрүрли болған қурылыс табылды. Масса феноменин Стандарт модел, ССМ хәм тарлар теориясы пайда болмастан бұрын түсиниў мүмкин емес еди. Олар қойылған мәселеге толық жуўап береме деген сораў хәзирше ашық қалып атыр. Ондай болмағанда масса бөлекшелер физикасындағы изертлеўлердің әдеттеги темасына айланған болар еди.

### Улыўмалық жуўмақлар

1. Масса затлардың инертлигигиниң өлшеми болған әдеттеги қәсийети болып табылады. Бірақ хәзирги заман физик-илимпазлары ушын масса хәр тәреплеме жумбақ болып табылады. Ең әхмийетлиси элементар бөлекшелер қалай массаға ийе болады хәм

<sup>55</sup> «Теория струн» хаққында гәп кетип атыр.

<sup>56</sup> Қараңыз <http://www.sciam.ru/2004/12/teorypolya.shtml>.

олардың хәр қайсысының массасы катаң түрде анықланған? Бул сораўларға жуўап бериў тәбияттың фундаменталлық ызамамын тәриплейтуғын элементар бөлекшелер физикасының Стандарт моделин жуўмақлаўға хәм кеңейтиўге мүмкиншилик береді Кеңейтилген Стандарт модель Әлемнің шама менен 25 процентин кураўшы қараңғы затлардың тәбиятының сырларын ашыўға мүмкиншилик береді.

2. Ньютон тәлиматы бойынша масса денеде топланған заттың муғдары, тартылыс майданының бирден бир дереги болып табылады.

3. Эйнштейннің салыстырмалық теориясы бойынша масса релятивистлик инвариант болып, оның мәніси барлық инерциал хәм инерциал емес есаплаў системаларында бирдей мәніске ийе болады.

4. Ньютон тәлиматы менен Эйнштейннің салыстырмалық теориясында импульс пенен масса арасындағы байланыс формулаларын бир формада жазыўға тырысыў ( $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  түрінде) масса хәкқында дурыс емес көз-қараслардың пайда болыўына алып келди хәм бир қанша надурыс түсиниклерди пайда етти (тынышлықтағы масса, релятивистлик масса).

5. Энергия менен масса, импульс пенен масса, импульс хәм энергия арасындағы байланысларды дурыс сәўлелендиретуғын формулалар мыналар:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

$$\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m^2c^2.$$

6. Хәзирги ўақытлары жедел түрде раўажланып атырған элементар бөлекшелер физикасының стандарт модели (ЭБФСМ) бойынша элементар бөлекшелер массаға Әлемди толтырып турған Хиггс квант майданы менен тәсир етисиўдин нәтийжесинде ийе болады деп есапланады. Хиггс квант майданы хәкыйқатында да физикалық майдан болып табылатуғын болса, онда бул майданның квантларының – Хиггс бозонларының болыўы шәрт. Бирақ, тилекке қарсы усы күнлери ислеп турған тезлеткишлерде Хиггс квант майданының бар екенлигинен дерек бериўши, усы майданның квантлары болған Хиггс бозонлары елеге шекем табылған жоқ.

<http://pda.lenta.ru/news/2007/02/28/collider/>

<http://news.bbc.co.uk/2/hi/science/nature/6402493.stm>

<http://lenta.ru/news/2006/04/27/ahc/>

<http://lenta.ru/news/2005/03/17/hole/>

<http://lenta.ru/news/2005/03/08/collider/>

<http://lenta.ru/science/2005/02/03/tunnel/>

# ЭЙНШТЕЙННИҢ ГРАВИТАЦИЯ ТЕОРИЯСЫН АЙЫРЫМ КОСМОЛОГИЯЛЫҚ МӘСЕЛЕЛЕРДИ ШЕШИҰ УШЫН ҚОЛЛАНЫҰ

## Мазмуны

Кирисиў.

1-бап. Гравитация теориясының физикалық хәм математикалық тийкарлары.

§ 1. Интервал, улыўма қабыл етилген белгилеўлер, Лоренц хәм Пуанкаре группалары.

§ 2. Ўақыттың салыстырмалылығы менен узынлықтың қысқарыўы.

§ 3. Релятивистлик механика.

§ 4. Векторлар, тензорлар хәм геодезиялық сызықлар.

§ 5. Кеңислик-ўақыттың иймеклиги.

§ 6. Эйнштейн теңлемелери хәм қозғалыс теңлемеси.

II бап. Эйнштейн теңлемелерин космологиялық мәселелерди шешиў ушын қолланыў.

§ 7. Космология турақлысы.

§ 8. Эйнштейн теңлемелериниң стационар шешими.

§ 9. Эйнштейн теңлемелерин айырым космологиялық мәселелерди шешиўде пайдаланыў. Фридман космологиясы.

§ 10. Улыўма салыстырмалылық теориясының улыўмалық әҳмийети хәм альтернатив теориялар ҳаққында.

Пайдаланылған әдебиятлар дизими.

## Кирисиў

Альберт Эйнштейнниң пүткил тәбияттаныў илимлердеги фундаменталлық көз-қарасларды өзгертиўге алып келген үш мақаласының жарық көргенлигине 100 жыл толды. Усы тарийхий сәнени ылайықлы белгилеў мақсетинде Бирлескен Миллетлер шөлкеминиң бас Ассамблеясы өзиниң 2004-жыл 10-июнь күнги пленарлық мәжилисинде арнаўлы резолюция қабыл етти. Оның мазмуны төмендегидей:

«Бас Ассамблея,

тәбият ҳаққындағы билимлерди теренлестириўдеги физиканың әҳимийетли тийкар болып ҳызмет етиўин мойынлап,

физика хәм оның әмелий қолланылыўы хәзирги заман техникалық прогрессин тәмийинлеўге үлкен үлес қосатуғынлығын белгилей отырып,

ерлер хәм хаяллар физиканы үйрениў барысында өзлериниң раўажланыўы ушын зәрүрли болған илимий инфраструктураны дүзиў қуралларына ийе болатуғынлығын исенген халда,

2005-жыл хәзирги заман физикасының тийкарларын дүзген Альберт Эйнштейнниң уллы илимий ашылыўларының жүз жыллығына сәйкес келетуғынлығын есапқа алып

1. Билимлендириў, илим хәм мәденият ислери бойынша Бирлескен Миллетлер Шөлкеминиң 2005-жылды Халық аралық физика жылы деп жәриялаўын қоллап-қуўатлайды;

2. Билимлендириў, илим хәм мәденият ислери бойынша Бирлескен Миллетлер Шөлкемине Халық аралық физика жылын өткерий ушын физикалық жәмийетлер хәм дүньяның басқа топарлар, соның ишинде раўажланып атырған еллердеги топарлар менен бирге ислесиў илажларын шөлкемлестириўди усыныс етеди;

3. 2005-жылды Халық аралық физика жылы деп жәриялайды.»

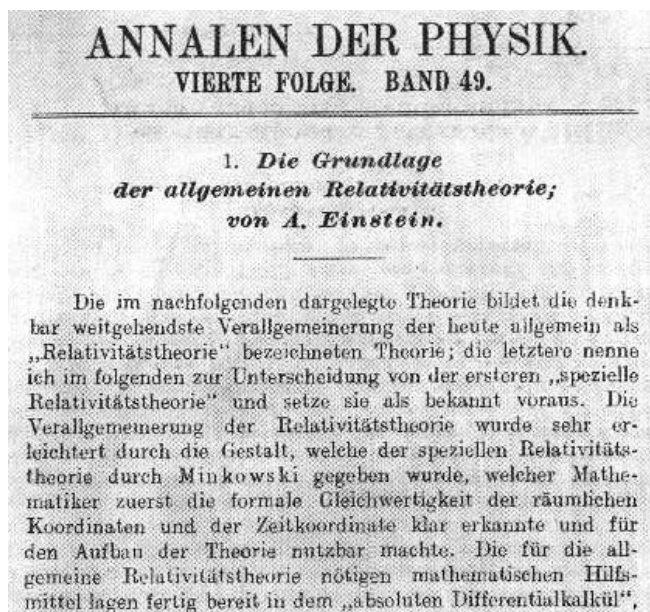
Бул халық аралық әхмийетке ийе болған хұжет Альберт Эйнштейнниң дүнья илимине қосқан үлесиниң оғада жоқары екенлигинен дерек береді. А.Эйнштейнниң 1905-жылы шыққан хәм арнаўлы салыстырмалылық теориясын өз ишине толық қамтыйтуғын «Қозғалыўшы денелер электродинамикасына» атлы мақаласының биринши бетиниң фрагменти 1-сүўретте келтирилген.

Әлбетте, А.Эйнштейнниң мийнетлери, өмири, оның мийнетлериниң басқа илимпазлар тәрәпинен раўажландырылыўы, Эйнштейн дүзген гравитация теориясының шекленгенлиги, бул теорияның мүмкиншиликлери менен мүмкиншиликлериниң шеклери хәққинда оғада көп санлы илимий дереклер бар. Олардың саны Пүткил дүньялық Internet тармағы пайда болғанынан бери көп есе артып кетти. Сонлықтан бул жумыста солардың ишиндеги ең әхмийетлилери хәм көргизбелиги жоқарылары пайдаланылды.

## **1-бап. Гравитация теориясының физикалық хәм математикалық тийкарлары.**

### **§ 1. Интервал, улыўма қабыл етилген белгилеўлер, Лоренц хәм Пуанкаре группалары**

Биз дүньялық ноқат деп төрт шаманы түсинемиз: ўақыт хәм үш кеңисликлик координаталар. Дүньялық сызық деп дүньялық ноқатлардың үзликсиз сызығына айтамыз. Сонлықтан материаллық ноқаттың қозғалысы дүньялық сызық түринде сәўлеленеди. Егер дүньялық сызық пенен басқа ноқатларға тәсир ете алатуғын қандай да бир «ўақыя» жүз берсе, онда сол дүньялық ноқат «сигнал» жибереди деп есаплаймыз. Сигнал тәсирлесийлердиң тарқалыў тезлигине тең максималлық тезлик пенен тарқалады. Хәр дайым тәсирлесийдиң максималлық тезлигиниң инвариантлылығын өз алдына постулатқа киргизеди. Бирақ бул жағдай айрықша мәниске ийе емес. Себеби бул салыстырмалылық принципниң хәм тәсирлесийдиң тарқалыў тезлигиниң шекли екенлигин дәлиллейтуғын экспериментлердиң салдары (бул тезликтин шекли тезлик екенлиги хәққинда хәзирше гәп етилип атырған жоқ).



1-сүүрет. А.Эйнштейннің 1905-жылы шыққан хэм арнаўлы салыстырмалылық теориясын өз ишине толық қамтыйтуғын «Қозғалыўшы денелер электродинамикасына» атлы мақаласының биринши бетиниң фрагменти (Zur Elektrodynamik der bewegter Körper. Ann. Rhys., 1905, 17, 891-921).

Сигнал киши  $dt$  ўақыты ишинде  $cdt$  аралығын өтеди. Усының салдарынан кеңисликтеги координаталар  $dx$ ,  $dy$  хэм  $dz$  шамаларына өзгередиде. Демек  $(cdt)^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$  (бул Пифагор теоремасының салдары, киши көшиўди туўры сызық бойынша болады деп есаплаймыз) ямаса  $(cdt)^2 = dx^2 - dy^2 - dz^2 = 0$ . Мейли  $dt$ ,  $dx$ ,  $dy$ ,  $dz$  бир бирине жақын еки ықтыярлы ўақыя арасындағы қашықлық болсын. Енди интервал түсинигин киргиземиз:

$$ds^2 = (cdt)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (1-1)$$

Сигналдың тарқалыў тезлиги  $c$  есаплаў системасынан ғәрезли емес болғанлықтан базы бир есаплаў системасында нолге тең интервал басқа қәлеген есаплаў системасында да нолге тең болады.

(1)-аңлатпа егер белгилерин есапқа алмағанда 4 өлшемли Евклид кеңислигиндеги вектордың узынлығының квадратын берген болар еди. Бирақ биз вектордың узынлығы тап усындай аңлатпа бойынша анықланатуғын кеңисликти пайдаланыўға киргизиўимиз мүмкин. Бундай кеңислик Миновскийдиң псевдоевклидлик кеңислиги деп аталады. Бундай кеңислик  $(+1 \ -1 \ -1 \ -1)$  түриндеги метрика менен тәрипленеди.

4 өлшемли Минковский кеңислигин пайдаланыў жаңадан қандай да бир философиялық шынлықты пайда етпейди. Бул түсиник тек көплеген аңлатпаларды әпиўайыластыратуғын математикалық мағана сыпатында ғана киргизилген. Соның ушын «биз метрикасы Евклидлик болмаған 4 өлшемли кеңислик-ўақытта жасаймыз» деп гәп етсек дурыслыққа сәйкес келмейди.

Интервалдың еки хәр қыйлы инерциал есаплаў системаларындағы мәнислерин қараймыз: олар  $ds^2$  хэм  $(ds')^2$ . Олардың екеўи де бирдей тәртиптаги шексиз киши шамалар болып табылады хэм соған сәйкес  $ds^2 = a \cdot (ds')^2$  деп жаза аламыз ( $a$   $ds'$  шамасынан ғәрезсиз болған базы бир функция). Қала берсе  $a$  функциясы  $ds'$  пенен  $ds$  лер өлшенген есаплаў системаларының салыстырмалы тезликлери менен байланыслы (бул тезликти  $\vec{V}$  арқалы белгилеймиз). Бул өз-өзинен түсиникли,  $a$  функциясының координаталарға байланыслы болыўы мүмкин емес<sup>57</sup>. Себеби ғәрезли болған жағдайда кеңислик-ўақыттың барлық ноқатларының бирдей екенлиги хәққындағы постулатқа сәйкес келмеген болар еди. Соның менен бирге  $a$  функциясы  $\vec{V}$  ның бағытына да байланыслы болмайды (биз кеңисликтеги айрықша бағытты сайлап ала алмаймыз<sup>58</sup>).

<sup>57</sup> Бул жумыста «байланыслы» хэм «ғәрезли» сөзлери бир мәнисте қолланылады.

<sup>58</sup> Кеңисликтин бир теклиги менен изотроплығы хәққында гәп етилип атырғанлығын нәзерде тутамыз.

Енди  $a(|\vec{V}|)$  функциясының түрін анықлаймыз. Буның үшін  $K_1$ ,  $K_2$  хәм  $K_3$  үш инерциал есаплау системаларын (ИЕС) аламыз.  $K_1$  де интервал  $ds^2$  қа,  $K_2$  де  $ds_2^2 = a(V_{21}) * ds^2$ ,  $K_3$  те  $ds_3^2 = a(V_{31}) * ds_2^2$  шамаларына тең. Соның менен бирге  $ds_3^2 = a(V_{32}) * ds_2^2$  ямаса  $a(V_{32}) * (V_{21}) * ds_2^2$ . Буннан  $a(V_{31}) = a(V_{32}) * a(V_{21})$  екенлигин аламыз.  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $K_3$  лердеги индекслерди избе-из өзгерте отырып  $a(\vec{V})=1$ , яғның  $(ds')^2 = ds^2$  бир мәнисли шешимлерине ийе теңлемелер системасын аламыз.

Интервалдың инварианттылығы хаққындағы алынған нәтижемізди арнаўлы салыстырмалылық теориясының (АСТ) формаль түрдеги математикалық жазылыуы деп қараймыз. Бундай қолайлы хәм қысқа форманы биз төменде жийи қолланамыз.

Енди  $K$  системасындағы интервалдың квадратын  $s^2$ , ал  $K'$  системасындағы интервалдың квадратын  $s'^2$  арқалы белгилейміз. Егер  $s^2 > 0$  болса (еки ўақыя арасындағы интервал хақыйқый мәниске ийе) интервалды ўақытқа мегзес, ал  $s^2 < 0$  болса интервалды кеңисликке мегзес интервал деп атаймыз.

Енди басқа ИЕС на өтиў үшін қолланылатуғын ўақыт хәм кеңислик координаталарын түрлендиретуғын математикалық аңлатпаны алыўымыз керек.

Жоқарыда атап өтилгеніндей биз интервалды Минковский кеңислигиндеги базы бир вектордың узынлығының квадраты деп қабыл етеміз. Бул векторды координаталардың 4 лик векторы деп атаймыз. Бундай векторды бир ИЕС дан екіншисине өткенде түрлендириўде Минковский кеңислигиндеги узынлық сақланатуғынлығын басшылыққа аламыз. Евклид кеңислигиндеги бизге белгили болған түрлендириўге сәйкес бул түрлендириўди бурылыў деп атаймыз. (себеби евклид кеңислигинде қашықлық өзгермей қалатуғын, параллель алып өтиўге қарағанда курамалырақ түрлендириў бурылыў<sup>59</sup> болып табылады). Буннан кейин тек бир тегисликтеги бурыўды көрип шығамыз (4 координатаның тек екеўин қамтыйтуғын). Себеби қәлеген курамалылықтағы бурылыў әпиўийи бурылыўлардың қосындысынан турады. Соның менен бирге 0- (ct) координатаға тиймейтуғын кеңисликтеги координаталарды аламыз. Усындай жоллар менен координата басы дөгерегінде вектордың ct хәм x кураўшылары үшін аңлатпа аламыз. Әлбетте биз координата басынан есапланған қашықлықтың инвариантлығын, яғның  $(ct)^2 - x^2 = \text{const}$  екенлигин талап етиўимиз мүмкин. Усы жағдайды қанаатландыратуғын қәлеген түрлендириўди былай жазады:

$$\begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{ch}(\phi) & \text{sh}(\phi) \\ -\text{sh}(\phi) & \text{ch}(\phi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Бул аңлатпадағы  $\phi$  базы бир шама. Биз оны «бурылыў мүйеши» деп атаймыз (гейде  $\phi$  ти тезлик деп те атайды).  $\text{Ch}$  хәм  $\text{sh}$  функцияларын сәйкес гипербоалалық косинус хәм гипербоалалық синус деп атайды, қала берсе

$$\text{ch}(\phi) \equiv \frac{e^\phi + e^{-\phi}}{2}, \quad \text{sh}(\phi) \equiv \frac{e^\phi - e^{-\phi}}{2}.$$

Демек  $\text{ch}^2(\phi) - \text{sh}^2(\phi) = 1$ .

Мейли  $x' = 0$  болсын. Онда  $\frac{x}{ct} = \text{th}(\phi) = \frac{\text{sh}(\phi)}{\text{ch}(\phi)}$ .  $x/t$  болса штрик белгиси бар системаның штриғы жоқ системаға салыстырғандағы қозғалыс тезлиги, яғның  $V$ .  $\text{th}(\phi) = V/c$ . Усының менен биз түрлендириўдің түрін де алдық. Тек ғана гипербоалалық функциялардан қутылыў керек (тек қолайлылық үшін). Белгилеўлер киргиземіз:  $\beta = V/c$ ,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ . Бундай жағдайларда гипербоалалық синус пенен гипербоалалық косинустың мәнислерин мына түрде жазамыз:  $\text{sh}(\phi) = \beta\gamma$ ,  $\text{ch}(\phi) = \gamma$ . Усы аңлатпалардағы  $\beta$  шамасын салыстырмалы тезлик ямаса тек тезлик деп атаймыз.

Енди бурыў матрицасын көширип жазамыз:

<sup>59</sup> Ямаса бурыў нәзерде тутылады.

$$L = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Вектор-бағана  $X = (ct, x, y, z)$  тиң бурылыўын  $X = L * X'$  түринде жазамыз (ТХ тегислигиндеги бурылыў, яғный К есаплаў системасына салыстырғанда  $\beta$  тезлиги менен қозғалыўшы  $K'$  системасы, оның көшерлери К системасындағы сәйкес көшерлерге параллел, қозғалыс  $X$  көшери бағытында болады. Бурылыўдың бул матрицасы Лоренц матрицасы деп те аталады хәм усындай түрдеги координаталар-ўақытты түрлендириўди Лоренц түрлендириўлери деп атайды. Бул түрлендириўлерди буст деп те атайды.

Улыўма түрде қабыл етилген белгилеўлер: 4 лик вектор, метрлик тензор, ковариант хәм контрвариант шамалар, гүң индекслер. Физикалық шамаларды Минковскийдиң кеңислигинде белгилеў ушын 4 лик векторларды пайдаланған қолайлы. Анықлама бойынша 4 лик вектор деп бир ИЕС нан екинши ИЕС на өткенде Лоренц түрлендириўлери менен түрленетуғын шамаға айтамыз:  $u = L * u'$ . Әлбетте биз бир 4 лик вектордан оны бир инвариант шамаға көбейтип басқа бир 4 лик векторды алыўымыз мүмкин. Басқа барлық жағдайларда 4 лик вектордың келтирилип шығылыўының дурыслығын дәлиллеў керек (4 лик тезликти келтирип шығарыўды қараңыз). 4 лик вектордың кураўшыларын ковариант хәм контрвариант деп аталатуғын еки формада жазыў мүмкин. Ковариант шама төмендеги индекс пенен жазылады (мысалы  $P_\mu$ ), ал контрвариантлық шама болса жоқарыдағы индекс пенен жазылады (мысалы  $P^\mu$ ). Ковариантлық шама контрвариантлық шамадан былайынша алынады:  $A^0 = A_0, A^1 = -A_1, A^2 = -A_2, A^3 = -A_3$ . Солай етип 4 лик вектордың квадратын былайынша жазамыз

$$S^2 = \sum_{i=0}^3 A^i * A_i.$$

Әдетте усындай жазыўларда сумма белгисин қалдырып жазыў қабыл етилген, яғный  $S^2 = A^i * A_i$ . Индекслер 0 ден 3 ке шекемги мәнислерге ийе болады хәм еки рет қайталаныўшы индекс бойынша суммалаў жүргизиледи. Бундай жазыўларды гүң индекслер менен жазыў деп атайды. Ко- хәм контрвариант шамаларды түрлендириўлердиң қолайлы болыўы ушын метрлик тензор деп аталатуғын тензор (Минковский кеңислигиниң тензоры) киргизиледи хәм ол мынадай түрге ийе болады:

$$g = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

Бундай жағдайда  $A^j$  шамасын  $A_i$  шамасына түрлендириў былайынша жазылады.

Қәлеген еки 4 лик вектордың скаляр көбеймеси былайынша жазылады:

$$AB = A^\mu B_\mu = g_{\mu\nu} A^\mu B^\nu = g^{\mu\nu} A_\mu B_\nu.$$

Жоқарыдағы  $g$  ның бир мәнисиндеги бир рет индекстин көтерилиўи ямаса түсирилиўи белгини қарама қарсы белгиге өзгертеди.

Булардың барлығы да бир түрли хәм керек еместей болып көринеди. Бирақ гүң индекслердиң киргизилиўиниң көп аңлатпаларды жазыўды күшли түрде әпиўайыластыратуғынлығын көремиз.

Енди түрлендириў группасы түсинигин киргиземиз. Мейли еки  $f$  хәм  $g$  түрлендириўлери болсын.

$G$  ны топыр деп атаймыз, егер  $G$  топарына киретуғын ( $f \in G$  хәм  $g \in G$ )  $f$  хәм  $g$  шамаларының қәлегени ушын төмендегидей шәртлер орынланатуғын болса:

$$1. \quad gf \in G, \quad fg \in G.$$



2.  $Ig \in g$  (I арқалы бирлік түрлендириуі белгіленген,  $I \in G$ ).

3.  $gg^{-1} = I$  ( $g^{-1}$  арқалы кері түрлендириуі белгіленген).

Демек  $X=LX'$  түріндегі түрлендириуі группаны пайда етеді. Лоренц группасының кәлеген түрлендириуі үшін екі 4 лик вектордың скаляр көбеймеси инвариант болып табылады. Егер  $X$  хәм  $X'$  тензорлар болып табылатуғын болса, онда Лоренц группасының инварианты

$$X_{\nu\rho}^{\mu} X_{\mu}^{iv\rho} = X_{\nu\rho}^{\mu} X_{iv}^{\mu'} g_{\nu}^{\nu'} g_{\mu}^{\mu'} g_{\rho}^{\rho'}$$

болып табылады. Тензордың ранги де Лоренц группасының инварианты болып табылады.

Лоренц түрлендириуінің және де бир көзге көринип турған қәсийети  $(\det L)^2=1$  болып табылады. Бул жерде төмендегі екі дара жағдайдың орын алыуы мүмкін:

1.  $L_0^0 \geq 1$ ,  $\det L = +1$  - бул Лоренц группасының түрлендириуі.

2.  $L_0^0 \leq 1$ ,  $\det L = -1$  - бул Пуанкаре группасының түрлендириуілері (яғнай ұақыттың белгисин өзгертиуі хәм (ямаса) кеңисликтің айналық сәулендириуі менен болатуғын түрлендириуі).

Усы параграфтың ақырында «релятивистлик масса» хәкқындағы аңыз хәкқында гәп етеміз.

Релятивистлик механикада энергия менен импульс бир 4 лик вектордың кураушылары болып табылады. Бөлекшениң энергиясы  $E$  менен белгіленгенде оның ковариант кураушылары  $p_i = (E/c, -\mathbf{p})$ , ал контрвариант кураушылары болса  $p^i = (E/c, \mathbf{p})$ . Импульс пенен энергияның бир есаплау системасынан екинши есаплау системасын өткенде былайынша түрлендириледі:

$$p_x = \frac{p_x' + \frac{v}{c^2} E'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad p_y = p_y', \quad p_z = p_z', \quad E = \frac{E' + vp_x'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

4 лик тезликти Лоренц-инвариант  $m$  скаляр шамасына көбейтеміз. Алынған 4 лик вектор

$$\mathbf{p} = \gamma * m, \quad m * \gamma / (c * v)$$

ды энергия-импульстың 4 лик векторы деп (ямаса тек 4 лик импульс деп) атаймыз. Оның бириши кураушысы  $E/c^2$  энергия болып табылады, ал кеңисликлик кураушылары  $p/c$  импульс болып табылады [бул аңлатпада  $p_i = (E/c, -\mathbf{p})$  сыяклы етип  $\gamma * m, m * \gamma / (c * v)$  шамаларын қаусырма ишинде жазбадық].

4 лик импульстың узынлығының квадратын  $p^m p_m = m^2$  түрінде жазамыз. Бул жерде  $m$  арқалы 4 лик тезликти жоқарыда көбейткен инвариант шама.

Усы жерде 4 лик тезлик үшін жазылған аңлатпадағы  $\gamma$  ның  $m$  нен бурынырақ пайда болғанлығын еске түсиреміз. Сонлықтан  $m$  ге  $\gamma$  ны киргизиуі ақылға мууапық келмейди. Яғнай «релятивистлик масса» хәкқындағы гәптиң дурыс емес екенлиги усы жерде анық болады. Бир ұақытлары кимгедур 3 лик импульсты классикалық формада, яғнай  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  деп қалдырууға ықлас келген хәм сонан «релятивистлик масса», «тынышлықтағы масса» сыяклы түсиниклер келип шыққан. Эйнштейннің мийнетлерин басшылыққа алып, биз бул түсиниклерди толығы менен бийкарлаймыз хәм массаның релятивистлик инвариант екенлигин умытпаймыз.

## § 2. Ұақыттың салыстырмалылығы менен узынлықтың қысқаруы

Ұақытқа мегзес интервалды қараймыз.

$$ds^2 = c^2 dT^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = c^2 dT'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 > 0.$$

Бул аңлатпаны былайынша жазамыз:

$$c^2 dT^2 - dR^2 = c^2 dT'^2 - dR'^2 > 0.$$

Бул жағдайда интервал нолден үлкен болғанлықтан бір бирине шексиз жақын ұақыялардың кеңісликтің бір ноқатында болатуғын координата системасы (мысалы штрихланған) табылады ( $dR'^2 = 0$ ). Онда кеңіслик-ұақытлық интервал тек штрихланған системадағы айырмаға алып келинеди:

$$c^2 dT'^2 = c^2 dT^2 \left[ 1 - \frac{1}{c^2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 \right] = c^2 dT^2 \left[ 1 - \frac{v^2(T)}{c^2} \right].$$

Бул жерде  $V(T)=dR/dt$  тезлиги киргизілген. Бул аңлатпадан штрихланған есаплау системасында локализацияланған (бір ноқатта жүзеге келетуғын) процесс ушын еки системадағы ұақыттың өзгерісі арасындағы байланысты аламыз:

$$dT' = dT \sqrt{1 - \frac{v^2(T)}{c^2}};$$

$$T_2' - T_1' = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \frac{v^2(T)}{c^2}} dT.$$

Бул аңлатпа Эйнштейн ұақытының салыстырмалылығының көринісі болып табылады. Бул теңлемени биринши болып келтирип шығарған адам Эйнштейн болып табылады<sup>60</sup>.

Енди еки ұақыя арасындағы интервал кеңісликке мезгес интервал болсын:  $ds^2 < 0$ . Бундай жағдайда сол еки ұақыя бір ұақытта жүзеге келетуғын есаплау системасы табылады ( $dT'=0$ ). Егер усы ұақыялар X көшери бойындағы ноқатларда болып өтетуғын болса, онды кеңіслик-ұақытлық интервал

$$ds^2 = -dX'^2$$

мәнісіне тең болады (яғный таза кеңісликлік ұақытқа алып келинеди). Басқа қәлеген есаплау системасы ушын ийе боламыз:

$$ds^2 = c^2 dT^2 - dX^2.$$

Еки ұақыя болып өткен ноқатларды тутастыратуғын кесиндинің узынлығы ушын  $dl_0^2 = dX^2$ ,  $dl^2 = dX'^2$  белгілеулерин қолланамыз. Буннан штрихланған есаплау системасындағы кесиндинің узынлығы  $dl$  штрихланбаған есаплау системасындағы кесиндинің узынлығы  $dl_0$  ден киши екенлиги келип шығады:  $dl < dl_0$ . Лоренцтің кери түрлендириуін пайдалансақ<sup>61</sup>:

$$dT = \frac{dT' + \frac{v}{c^2} dX'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

екенлигин табамыз. Биз қарап атырған жағдайда  $dT'=0$  болғанлықтан

$$dl = dl_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

формуласына ийе боламыз. Бул жерде биз узынлықтың қысқарыуының төрт өлшемли кеңіслик-ұақытың геометриясының структурасы менен қозғалыушы кесиндинің узынлығын өлшеудің усылының нәтижесі екенлигин көреміз.

<sup>60</sup> Соны атап өтиуимиз керек, Лоренц өзінің бәршеге белгили түрлендириулерин ашқаны менен олардың мәнісін толық түсінген жоқ хәм арнаулы салыстырмалылық теориясын дүзиуде оннан кейинги тийкарғы жумысты бір биринен ғәрезсиз хәм хәр қыйлы жоллар менен Анри Пуанкаре менен Альберт Эйнштейн иследи. Пуанкаре төрт өлшемли кеңісликтің группалық қасийетлерин математикалық изертлеу көз-қарасы менен, ал Эйнштейн болса ұақыттың салыстырмалылығын операциялық анализ жолы менен.

<sup>61</sup> Лоренцтің кери түрлендириулері:

$$T = \frac{T' - vX'/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad X = \frac{X' - vT'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad Y = Y', \quad Z = Z'.$$

### § 3. Релятивисттик механика

4 лик тезлик векторынан пайдаланамыз хэм бөлөкшениң импульсиниң 4 лик импульсин киргиземиз:

$$p^i = mU_i, \quad p_i p^i = m^2 c^2. \quad (3-1)$$

Бөлөкшениң тезлиги барлык ўақытта да  $c$  дан киши болғанлықтан инвариант ўақыт  $d\tau$  ды табамыз:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 (1 - v^2/c^2). \quad (3-2)$$

4 лик тезликтен инвариант ўақыт  $\tau$  арқалы алынған туўынды да 4 лик вектор болып табылады. Оны тезлениўдиң 4 лик векторы деп атайды.

Анықлама бойынша күштиң 4 лик векторы былайынша жазылады:

$$\mathbf{F} = \frac{\mathbf{f}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \text{скаляр формада } F = \frac{f}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Бул аңлатпада  $\mathbf{f}$  арқалы бир бирлик зарядқа тәсир етиўши күш белгиленген ( $f$  сол күштиң сан шамасы). Усындай белгилеўлерди қабыл етип механиканың релятивисттик теңдемелерин былайынша жазамыз:

$$m \frac{dU^i}{d\tau} = F^i \quad (3-3)$$

ямаса үш өлшемли түрде:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m\mathbf{V}}{1 - V^2/c^2} \right) = \mathbf{f}; \quad (3-4)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{mc^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \right) = (\mathbf{V}\mathbf{f}). \quad (3-5)$$

Бул еки теңлемени биринши рет ашқан алым Анри Пуанкаре болып табылады (гейпара мағлыўматлар бойынша релятивисттик механиканы дөреткен адам А.Пуанкаре).

(3-5) ти (3-4) тен теңлемениң еки тәрәпин де  $\mathbf{V}$  векторына көбейтиў арқалы аламыз. Сол еки аңлатпадан бөлөкшениң импульсы  $p$  менен энергиясы  $E$  ни ала аламыз:

$$p = \frac{m\mathbf{V}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}; \quad E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}; \quad (3-6)$$

Сонлықтан

$$p^i = \left( \frac{E}{c}, \mathbf{p} \right). \quad (3-7)$$

Соның менен бирге

$$F^i p_i = 0 \quad (3-8)$$

екенлигин аңсат дәлиллеўге болады.

Импульс хэм энергия ушын жазылған (3-6) аңлатпасын Лагранж функциясы жәрдемінде де былайынша алыўға болады:

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - V^2/c^2}. \quad (3-9)$$

Бундай жағдайда импульс  $p$  мынаған тең:

$$p = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{V}} = \frac{m\mathbf{V}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}. \quad (3-10)$$

Гамильтониан

$$H = \mathbf{V} \frac{\partial L}{\partial \mathbf{V}} - L \quad (3-11)$$

болғанлықтан

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \quad \text{ямаса} \quad E = c\sqrt{p^2 + m^2 c^2}. \quad (3-12)$$

(3-9) Лагранж функциясы биринши рет Пуанкаре дүзди. Бул жерде интеграл дүньялык сызык бойындағы еки белгиленген нокат арасында алынады. Ықтыярлы координаталар системасында интервал

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k \quad (3-13)$$

түрине ийе болады хэм соған сәйкес бөлекше ушын Лагранж функциясы мынадай түрге ийе:

$$L = -mc^2 \sqrt{g_{00} + \frac{1}{c} 2g_{0\alpha} \dot{x}^\alpha + \frac{1}{c^2} 2g_{\alpha\beta} \dot{x}^\alpha \dot{x}^\beta}. \quad (3-14)$$

Усындай нәтижелер тийкарында Гамильтон функциясы былайынша жазамыз:

$$H = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\alpha} \dot{x}^\alpha - L. \quad (3-15)$$

$$\dot{x}^\alpha \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\alpha} = L - (mc^2)^2 \frac{g_{00} + \frac{1}{c} g_{0\beta} \dot{x}^\beta}{L} \quad (3-16)$$

екенлигин есапка алсақ

$$H = -(mc^2)^2 \frac{g_{00} + \frac{1}{c} g_{0\beta} \dot{x}^\beta}{L}. \quad (3-17)$$

Енди импульстың 4 лик векторын киргиземиз

$$p_i = mc g_{ik} \frac{dx^k}{ds}. \quad (3-18)$$

Бул жерде

$$p_0 = H/c. \quad (3-19)$$

ямаса

$$p^i = mc \frac{dx^i}{ds}. \quad (3-20)$$

$$g_{ik} \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 1 \quad (3-21)$$

болғанлықтан

$$g_{ik} p^i p_k = m^2 c^2. \quad (3-22)$$

Тап усыған сәйкес

$$g^{ik} p_i p_k = m^2 c^2. \quad (3-23)$$

#### § 4. Векторлар, тензорлар хэм геодезиялық сызықлар

Арнаўлы салыстырмалылық теориясында инерциал системаларында Галилей координаталары қолланылып, онда интервал (1-1) түрінде жазылады. 4 өлшемлі кеңістіктегі ийемек сызықты координаталарға өткенде тензор менен вектор түсиниклери улыўмаласады<sup>62</sup>. Ең дәслеп векторлардың ковариант хэм контрвариант қураўшылары киргизиледи (бул хакқында жоқарыда еслетилип өтилди).

Контрвариант 4 лик вектор деп  $x^i = x^i(\tilde{x}^0, \tilde{x}^1, \tilde{x}^2, \tilde{x}^3)$  түрлендирилиўинде (индекслер жоқарыда)

$$V^i = \frac{\partial x^i}{\partial \tilde{x}^k} \tilde{V}^k \quad (4-1)$$

нызамы бойынша түрленетуғын  $V^i$  шамаларының жыйнағына айтамыз.

<sup>62</sup> Вектордың биринши рангалы тензор, ал скалярдың нолинши рангалы тензор екенлигин умытпаймыз.

Контрвариант вектор (мысалға) қатарына координаталардың дифференциалларының жыйнағы  $dx^i$  киреди (себеби  $dx^i = \frac{\partial x^i}{\partial \tilde{x}^k} d\tilde{x}^k$ ).

Сол  $B_i$  векторының ковариант кураушылары (индексleri төменде) былайынша анықланады:

$$B_i = g_{ik} B^k. \quad (4-2)$$

(3-13) тиң коэффициентleri сыпатындағы анықламасынан олардың түрлендирилиуі нызамы келип шығады

$$g_{ik} = \frac{\partial \tilde{x}^1}{\partial x^i} \frac{\partial \tilde{x}^m}{\partial x^k} \tilde{g}_{lm}. \quad (4-3)$$

Бул нызам менен (4-2) ни пайдаланып вектордың ковариант кураушылары ушын түрлендириуі нызамын табамыз:

$$B_i = g_{ik} B^k = \frac{\partial \tilde{x}^1}{\partial x^i} \frac{\partial \tilde{x}^m}{\partial x^k} \tilde{g}_{lm} \frac{\partial x^k}{\partial \tilde{x}^n} \tilde{B}^n = \frac{\partial \tilde{x}^1}{\partial x^i} \tilde{B}_1. \quad (4-4)$$

Усыған сәйкес тензор түсиниги улыўмаластырылады:  $B^{ik}$  контрвариант тензоры ушын

$$B^{ik} = \frac{\partial x^i}{\partial \tilde{x}^1} \frac{\partial x^k}{\partial \tilde{x}^m} \tilde{B}^{lm}; \quad (4-5)$$

Оның ковариантлық кураушылары ушын

$$B_{ik} = g_{li} g_{mk} B^{lm} = \frac{\partial \tilde{x}^1}{\partial x^{li}} \frac{\partial \tilde{x}^m}{\partial x^k} \tilde{B}_{lm}. \quad (4-6)$$

Соның менен бирге аралас кураушыларды да пайдаланыўға болады:

$$B_k^i = B^{il} g_{lk} = \frac{\partial \tilde{x}^1}{\partial x^k} \frac{\partial x^i}{\partial \tilde{x}^m} \tilde{B}_1^m. \quad (4-7)$$

Түрлендириуі нызамлары  $g_{ik}$  кураушыларының тензорды пайда ететуғынлығын көрсетеди. Салыстырмалылық теориясында<sup>63</sup> бул тензор фундаменталлық орынды ийелейди хәм **фундаменталлық метрлик тензор** деп аталады.

$$g = |g_{ik}| \quad (4-8)$$

анықлаушысы **фундаменталлық анықлаушы** деп аталады.

$$g^{ik} = A^{ik} / g \quad (4-9)$$

шамалары ( $A^{ik}$  арқалы  $g_{ik}$  элементинин алгебралық косымшасы белгиленген) метрлик тензордың контрвариант кураушылары деп аталады.

(4-9) дан

$$g_{il} g^{lm} = \delta_l^m \quad (4-10)$$

екенлиги келип шығады.  $\delta_l^m$  арқалы Кронекер символы белгиленген. Буннан (4-6) ны пайдаланып

$$B^{ik} = g^{il} g^{mk} B_{lm} \quad (4-11)$$

екенлигин табамыз.

Солай етип белгилерди түсириуі  $g_{ik}$  ковариант кураушыларының ковариант. көтериуі  $g^{ik}$  контрвариант кураушыларының жәрдеминде әмелге асады екен.

Аралас  $g_k^i$  тензоры Кронекер символына тең ( $g_k^i = \delta_k^i$ ).  $A^i B_i$  шамасы векторлардың скаляр көбеймеси болып табылады хәм ол координаталарды түрлендиргенде өзгериске ушырамайды. Мысалы вектордың узынлығының квадраты

$$A^2 = A^i A_i. \quad (4-12)$$

Тап усындай жоллар менен еки тензордан скаляр пайда етиуіге болады

<sup>63</sup> Улыўмалық салыстырмалылық теориясында.

$$A^{ik} B_{ik} = A_i^k B_k^i = A_{ik} B^{ik}.$$

Үш жазыудың барлығы да эквивалент. Дара жағдайда, егер екінші вектор фундаменталлық тензор болса, онда  $A^{ik} g_{ik} = A_i^i$  шамасын **тензордың изи** деп атайды.

Тап усындай жоллар менен жоқары рангалы тензорлардан рангасы төменірек болған тензорларды пайда етиуге болады. Мысалы

$$A_{klm}^i g_i^m = A_{kli}^i = A_{kl}.$$

Бундай операцияны тензорларды свертывание деп атаймыз.

Иймек сызыклы координаталарда векторлар менен тензорларды дифференциаллау түсиниги улымаластырылады. Контрвариант вектор менен ковариант вектордың ковариант туұындысы (үтири бар ноқат пенен аңлатылады) деп сәйкес мына шамалар (тензорлар) айтылады:

$$B_{;k}^i = \frac{\partial B^i}{\partial x^k} + \Gamma_{ik}^i B^1, \quad (4-13)$$

$$B_{i;k} = \frac{\partial B_i}{\partial x^k} + \Gamma_{ik}^1 B_1. \quad (4-14)$$

Бул жерде  $\Gamma_{mn}^1$  арқалы Кристофель символлары (олар тензорлар емес!) белгиленген. Олар мына аңлатпалар жәрдеминде анықланады:

$$\Gamma_{mn}^1 = \frac{1}{2} g^{ik} \left( \frac{\partial g_{km}}{\partial x^n} + \frac{\partial g_{kn}}{\partial x^m} + \frac{\partial g_{mn}}{\partial x^k} \right). \quad (4-15)$$

Декарт координаталарында барлық  $\Gamma_{mn}^1 = 0$  хәм ковариант дифференциаллау әдеттеги дифференциаллауға алып келинеди.

Енди 4 өлшемлі кеңіслікте еки ноқатты бир бири менен тутастыратуғын геодезиялық сызықты анықлайтуғын иймек сызыклы координаталардағы теңлемени келтиремиз:

$$\frac{d^2 x^i}{dx^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = 0. \quad (4-16)$$

Минковский кеңіслігінде (псевдоевклид кеңіслігінде<sup>64</sup>) денелердің инерция бойынша қозғалысы туұры сызық (соның менен бирге ўақытқа мезгес) сәулелендириледі. Сонлықтан (4-16) инерциал емес есаплау системасының иймек сызыклы координаталарында жазылған дененің инерция бойынша қозғалысының теңлемеси. Геодезиялық сызық ушын жазылған майысқан кеңіслік-ўақыттағы дифференциал теңleme де тап сондай (иймек сызыклы координаталардағы тегис кеңіслік-ўақыттағы туұры сызық ушын жазылған теңlemeдей) түрге ийе болады.

## § 5. Кеңіслік-ўақыттың иймеклиги<sup>65</sup>

Улымалық салыстырмалылық теориясы кеңіслік-ўақыт майысады хәм 4 өлшемлі Риман кеңіслігі болып табылады (дәлиреги псевдориман кеңіслігі)<sup>66</sup>. Киши емес, ал шекли областлар ушын усы 4 өлшемлі кеңіслік ушын интервал (1-1) дей болып

<sup>64</sup> Өз ўақытында Клейн хәм Гильбертлер бундай кеңіслікті псевдоевклидлік кеңіслік деп атауды усынды.

<sup>65</sup> Тилекке қарсы қарақалпақ хәм өзбек тиллеріндеги терминология толық қәлиплеспегенліктен рус тилиндеги «кривизна» сөзи «иймеклик» деп аударылған. Бирақ айырым орынларда биз «майысқанлақ» сөзин де қолланамыз.

<sup>66</sup> Улымалық салыстырмалылық теориясында кеңіслік-ўақыттың майысыуы тек затлар менен майданлардың қатнасыуында жүзеге келмейди. Биз төменде гравитациялық толқынлардың бар екенлігін де қарап өтеміз. Бундай толқынлар өзи менен энергияны алып жүреді хәм кеңіслікті майыстырады. Усының менен қатар улымалық салыстырмалылық теориясының теңлемелеринің (Эйнштейн теңлемелеринің) бос кеңіслік-ўақыт ушын да шешімлери бар. Бул шешімлер затларға ийе емес кеңісліктің анизотропиялық деформациясын тәриплейди. Гравитациялық толқынлар ушын шешімлер сыяқлы бул шешімлер де еркин гравитациялық майданды тәриплейди.

жазылатуғын Галилей координаталар системасын пайдалана алмаймыз. Бірақ (1-1) ди киши областларда қоллана аламыз. Бул жағдайларда еркін қозғалыушы (салмақ майданында еркін түсіуші) есаплау системасын киргиземіз. Бундай есаплау системасы локаллық Галилей есаплау системасы деп аталады<sup>67</sup>. Локаллық Галилей системасында салмақ күши бақланбайды – бундай системада салмақсызлық орын алады. Усындай системаны сайлап алыудың математикалық мүмкиншилиги соннан ибарат, иймек (майысқан) кеңісликтің киши участкасы тегис урынба кеңіслик болып табылады.

Енди төрт өлшемлі кеңіслик-ұақыттың иймеклігін тәриплейтуғын математикалық куралларды пайдаланамыз. Бул иймеклік төртінші рангалы тензор менен тәрипленеди:

$$R^i_{klm} = \frac{\partial \Gamma^i_{km}}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma^i_{kl}}{\partial x^m} + \Gamma^i_{nl} \Gamma^n_{km} - \Gamma^i_{nm} \Gamma^n_{kl}. \quad (5-1)$$

$R^i_{klm}$  тензоры Риманның иймеклік тензоры деп аталады. Бул тензордың геометриялық мәніси төмендегилерден ибарат. Мейли вектор базы бир ноқаттан геодезиялық сызықлардан дүзілген туйық контур бойынша усы вектордың ортогоналлық координаталар көшерлері бойынша кураушылары киши қозғалыс барысындағы хәр бир ноқатта өзгеріссіз қалатуғын болып жылжытуғын болсын (биз бундай жылжыуы вектордың параллел алып жүрилиуі деп атаймыз). Тегис кеңіслик-ұақытта вектор өзінің дәслепки ноқатына қайтып келгенде өзінің дәслепкидей халына қайтады, ал иймек кеңісликте болса вектордың ориентациясы өзгереді (оның ұзынлығы өзгеріссіз қалады). Киши еки өлшемлі  $\Delta f^{lm}$  бетін қоршап турған контур бойынша жүргизилип өтилгендеги  $A_k$  вектордың кураушыларының өзгеріси мына формула менен тәрипленеди:

$$\Delta A_k = \frac{1}{2} R^i_{klm} A_i \Delta f^{lm}. \quad (5-2)$$

Биз бул жерде иймеклік тензорының алгебралық хәм дифференциаллық қасиетлерін тереңірек талламаймыз. Тек оның бир биринен ғәрезсіз болған кураушыларының санының 20 ға тең екенлігін атап өтемиз<sup>68</sup>.

Свертывание операциясы жолы менен Риман тензорынан екінші рангалы тензор алыу мүмкин:

$$R_{km} = R^i_{klm} g^l_i = R^i_{kim}. \quad (5-3)$$

Бул симметриялы тензор

$$R_{km} = R_{mk}$$

хәм оның атын Риччи тензоры деп атаймыз. Ең ақырында  $R_{km}$  сверткасы кеңісликтің иймеклігінің скалярын береді:

$$R = R_{km} g^{km} = R^k_k. \quad (5-4)$$

$R^i_{klm}$  тензоры 4 өлшемлі кеңіслик-ұақыттың иймеклігін толық тәриплейди. Мысалы базы бир областтағы усы тензордың нолге теңлігі ( $R^i_{klm} = 0$ ) бул областтағы кеңіслик-ұақыттың иймек емеслігінің (майысқан емеслігінің) зәрүрлі хәм жеткиликлі шәрті. Бірақ усының менен бир қатарда скаляр  $R$  диң нолге теңлігі ( $R=0$ ) ямаса хәтте  $R_{ik} = 0$  шәрті кеңіслик-ұақыттың тегислігінің жеткиликлі шәрті емес. Соның менен бирге материядан тыстағын гравитация майданы  $R_{ik} = 0$  теңлемеси менен тәрипленеди.

<sup>67</sup> Хәр бир ноқаттағы усундай системалар саны шексіз үлкен. Соның менен бирге бундай системадағы усундай ноқатта тек  $ds^2$  Галилей түріне ийе болмастан, барлық  $\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^l} = 0$ .

<sup>68</sup> Уш өлшемлі кеңіслик үшін бир биринен ғәрезсіз кураушыларының саны 6.

## § 6. Эйнштейн теңдемелери хәм қозғалыс теңлемеси

Улыўма салыстырмалылық теориясындағы Эйнштейн теңдемелери кеңислик-ўақыттың ийемклиги менен затлар хәм майданлардың бөлистирилиўи хәм қозғалысы арасындағы байланысты анықлайды<sup>69</sup>. Бул теңдемелер былайынша жазылады:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{\chi}{c^2} T_{ik}. \quad (6-1)$$

Бул жерде  $\chi = \frac{8\pi G}{c^2}$  Эйнштейннің тартылыс турақлысы деп аталады.  $T_{ik}$  арқалы энергия-импульс тензоры берилген (бул тензор затлар менен майданлардың тарқалыўы менен қозғалысларынан ғәрезли)<sup>70</sup>. Газ ушын бул тензор ийемк сызықлы координаталарда былайынша жазылады:

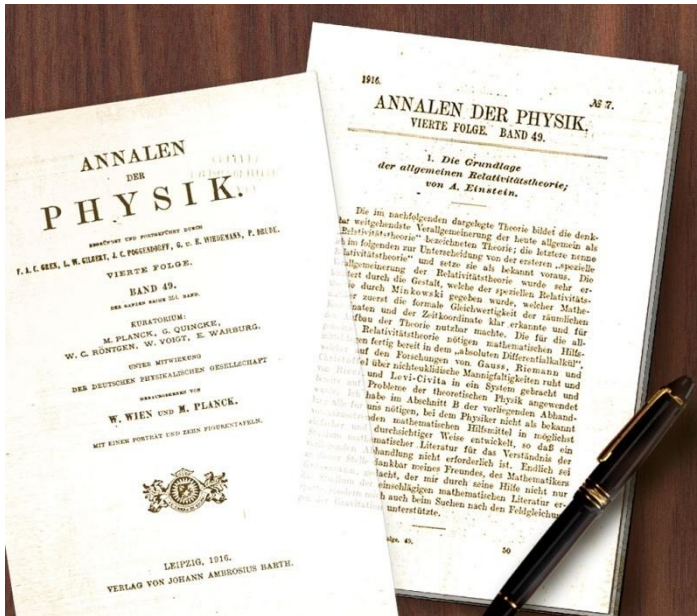
$$T^{ik} = (\varepsilon + P)u^i u^k - P g^{ik}. \quad (6-2)$$

Бул аңлатпадағы  $\varepsilon = \rho c^2$  арқалы заттың энергиясының усы зат тыныш турған есаплаў системасындағы тығызлығы,  $P$  арқалы басым белгиленген. Бир газдың жабысқақлығын киши деп есапладық хәм сонлықтан оны  $\rho c^2$  қа салыстырғанда есапқа алмадық.

Егер энергия-импульс тензорын жоқарыдағыдай  $T^{ik}$  деп белгилесек, онда  $T^{00}$  масса-энергияның тығызлығы (әдетте  $\rho$  менен аңлатылады),  $T^{0j}$  арқалы импульстың тығызлығының  $j$ -қураўшысы,  $T^{ij}$  арқалы әдеттеги кернеўлер тензоры,  $T^{xx}$  арқалы  $x$  көшери бағытындағы басымның қураўшысы белгиленген.

Егер  $T^{ik}$  энергия-импульс тензоры системада бар барлық майданларды, суйықлықларды, бөлекшелерди хәм тағы басқаларды тәриплейтуғын болса, онда импульс ағысы менен энергия алмасыў арасындағы өз-ара байланыс хаққындағы толық информация қозғалыс теңдемелеринде бериледи:

$$T_{,\nu}^{\mu\nu} = 0.$$



2-сүүрет.

А.Эйнштейннің «Улыўмалық салыстырмалылық теориясының тийкарлары» атлы мақаласының биринши бети менен сол журналдың биринши бети (Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. Ann. Phys., 1916, 49, 769-822).

Электромагнит майданының энергия-импульсы тензоры:

Анықлық ушын: демек биринши тәрептен кеңислик-ўақыттың ийемклиги хәм оны екінши тәрептен затлар хәм майданлардың бөлистирилиўи хәм қозғалысы менен байланыстырады.

<sup>70</sup> Бул теңлемени А.Эйнштейн 1915-жылы келтирип шығарды. Соның ушын 1915-жылды улыўмалық салыстырмалылық теориясының ашылған жылы деп қабыл етилген. Ал усы жумыстың өзи 1916-жылы «Улыўмалық салыстырмалылық теориясының тийкарлары» деген ат пенен үлкен мақала түрінде жарық көрди. Бул мақаланың 1-бетиниң фрагменти 2-сүүретте келтирилген.



$$T^{ik} = -\frac{1}{4\pi} g_{lm} F^{il} F^{km} + \frac{1}{16\pi} g^{ik} F_{lm} F^{lm}. \quad (6-3)$$

Бул жерде  $F_{lm}$  аркалы электромагнит майданы тензоры белгиленген. Локаллық Лоренц координаталар системасындағы тыныш турған газ ушын (6-2) тензорын жазайық:

$$T_{ik} = \begin{vmatrix} \varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P \end{vmatrix}.$$

Бул системада  $T_{0\alpha} = T_{\alpha 0}$ . Себеби энергия ағысы жоқ хэм газдың импульсы нолге тең. Тензорды кеңісілік бөлімі диагоналлық  $T_{\alpha}^{\beta} = P\delta_{\alpha}^{\beta}$ , барлық көшерлер бойынша басым бирдей мәніске ийе. Бул нызамды Паскаль нызамы деп атау қабыл етилген (сонлықтан Паскаль суйықлығы ямаса газы хаққында гәп етиу қабыл етилген).

X көшериниң оң бағытында жақтылықтың тезлиги менен қозғалыушы бөлекшени

$$T_{ik} = \begin{vmatrix} \varepsilon & \varepsilon & 0 & 0 \\ \varepsilon & \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

тензоры береди. Ал қозғалыс x көшериниң шеп тәрәпине қарай бағытланған болса

$$T_{ik} = \begin{vmatrix} \varepsilon & -\varepsilon & 0 & 0 \\ -\varepsilon & \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

аңлатпасы орын алады. Барлық теңдей хуқықларға ийе бағытлардағы бөлекшелердин ағысын қосқанда да релятивистлик газдың энергия-импульсиниң тензорын аламыз  $P=\varepsilon/3$ . Енди улыұмалық  $T_{ik}$  ға қайтып келемиз хэм энергия-импульстың сақланыу назымын жазамыз. Арнаулы салыстырмалық теориясында декарт координаталарында энергия-импульс тензоры

$$\frac{\partial T_i^k}{\partial x^k} = 0 \quad (6-4)$$

қатнасын қанаатландырады. Ал бул қатнас энергия менен импульстың сақланыу нызамын аңлатады.

(6-4) аңлатпасының иймек сызықлы координаталарға улыұмаластырылыуының нәтижеси ковариант дивергенцияның нолге тең екенлигинде. Яғный

$$T_{i;k}^k = \frac{\partial T_i^k}{\partial x^k} + \Gamma_{ik}^k T_i^1 - \Gamma_{ik}^1 T_i^k = 0. \quad (6-5)$$

(6-5) нызамының майданның теңлемеси (6-1) ден келип шығатуғынлығы оғада әхмийетли. (6-5) аңлатпасын қозғалыс теңлемелери деп атаған дурыс болар еди. Себеби бул аңлатпа гравитацияны есапқа алған жағдайдағы материяның қозғалыс нызамларын тиккелей аңлатады. Усы жағдайды газдың  $T_{ik}$  сы ушын көрсетиу мақсетинде заттың өзи менен қозғалатуғын есаплау системасын қабыл етеміз хэм бундай есаплау системасын жолдас есаплау системасы (сопутствующая система отчета) деп атаймыз. Басқа сөз бенен айтқанда Лагранж координаталарын хэм заттың хәр бир элементиниң меншикли ұақытын пайдаланамыз. Заттың  $V$  көлеминдеги энергияны  $E$  аркалы белгилейміз ( $E=\varepsilon V$ ) хэм (6-2) ни пайдаланып (6-5) ти  $i=0$  ушын

$$dE + PdV = 0 \quad (6-6)$$

түрине келтиреміз, ал  $i$  индексінің кеңістік мәнісі үшін (6-5) ти былайынша жазамыз:

$$\frac{\partial P}{\partial x^\varepsilon} = \frac{g_{0\varepsilon}}{g_{00}} \frac{\partial P}{\partial x^0} = (\varepsilon + P) \frac{F_\varepsilon}{c^2}. \quad (6-7)$$

(6-6) теңлемесі газди деформациялағандағы басым күшлерінің жұмысын тәріптейді, (6-7)-теңлемелер болса Лагранж координаталарындағы заттың импульсының сақланыуын анықтайды. Релятивистік емес жағдайларға өткенде ( $g_{0p} \rightarrow 0$ ,  $\varepsilon \gg P$ ) (6-7) де импульс үшін жазылған әдеттегідей теңдемелерге келеміз.

## II бап. Эйнштейн теңдемелерін космологиялық мәселелерді шешіу үшін қолланыу

### § 7. Космология турақлысы

Әдетте гравитация теориясы теңдемелеріне қойылатуғын улыұмалық талап тәсірге<sup>71</sup> ийе вариациялық принципті

$$s = -mc \int ds - \frac{c^3}{16\pi G} \left[ \int R dV + \int 2\Lambda dV \right] \quad (7-1)$$

түрінде жазыуға рұқсат етеді. Бул аңлатпада  $V$  арқалы 4 өлшемлі көлем берілген. Усындай жағдайда Эйнштейн теңдемелері мына түрге ийе болады:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R - \Lambda g_{ik} = \frac{\chi}{c^2} T_{ik}. \quad (7-2)$$

Бул аңлатпадағы  $\Lambda$  космология турақлысы, ал бул шамаға пропорционал болған шамалар ( $\Lambda dV$ ,  $\Lambda g_{ik}$ ) космологиялық ағзалар деп аталады.  $\Lambda$  ағзалары жоқ теңдемелер де қозғалыс теңдемелерін өз ишине алатуғын болғанлықтан (7-2) де локаллық лоренц-инварианттылық шәртин қанаатландырады. Сонлықтан бұрынғыдай  $T_{ik}^k = 0$ .

(7-2) түріндегі теңleme 1917-жылы А.Эйнштейннің «Космология мәселелері хәм улыұмалық салыстырмалылық теориясы» мақаласында пайда болды. Бул мақаланың 1-бетінің фрагменти 3-сүүретте берілген. Сонлықтан 1917-жылды хәзіргі заман космологиясының тууылған жылы деп атаймыз.

А.Эйнштейн дәрхәл-ақ (6-1) теңлемесінің стационар шешімге ийе болмайтуғынлығын түсінді. Ал сол ўақытлары Әлемнің стационар, ўақытқа байланыслы өзгермейді деген пикир хәкім сүрген еді. Сонлықтан Эйнштейннің алдында стационар шешімлерге ийе теңдемелер керек болды. Сонлықтан ол (6-1) ге  $\Lambda$  ағзасын қосып (7-2) түріндегі теңлемени алды<sup>72</sup>

Әлбетте  $\Lambda$  ағзаны теңлемеге киргизіудегі А.Эйнштейннің алдына қойған мақсет нолге тең емес орташа тығызлық  $T_0^0 = \rho c^2 = \text{const}$  қа сәйкес стационар шешім алыу еді. Буның

ушын  $\Lambda = \frac{8\pi G \rho}{3c^2}$  деп алыу керек. Бирақ қызылға аұысыу кубылысы бақланғаннан кейін

А.Эйнштейн  $\Lambda=0$  болған теңлемеге қарай көбірек аұды. 1930-жылларға шекем  $\Lambda \neq 0$  болғандағы стационар хәм стационар емес шешімлер терең изертленді. Бирақ  $\Lambda$  ағзасынаң нолге теңлиги ямаса тең емес екенлиги, егер нолге тең болмағанда қандай мәніске тең болатуғынлығы елеге шекем анық шешілген жоқ.

Космология турақлысының физикалық шешими неден ибарат? Физика ушын оның қандай әхміyeti бар?

$\Lambda$  ниң өзине тартатуғын бир қәсіyeti оның өлшеминде ( $[\Lambda = \text{см}^{-2}]$ ). Усындай көз-қарастан  $\Lambda$  бос кеңістіктің жоқ қылыуға болмайтуғын ийемклиги болып табылады (материясыз хәм гравитациялық талқынларсыз бос кеңістіктің). Бирақ тартылыс теориясы

<sup>71</sup> Тәсір деп «действие» сөзі нәзерде тutyлады.

<sup>72</sup> Соны атап өтиуимиз керек, А.Эйнштейн кейинирек (1930-жылларға келе) өз теңдемелеріне  $\Lambda$  ағзасын қосыуын өмирінде жиберген ең үлкен қәтелиги деп есаплады.

иймекликти материяның энергиясы, импульсы хәм басымы менен байланыстырады.  $\Lambda$  ны майдан теңлемениң оң тәрәпине өткерип мына түрге ийе теңлемени аламыз:

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ik} - g_{ik}\Lambda. \quad (7-3)$$

$\Lambda \neq 0$  болжауы  $\Lambda = 0$  болған жағдайдағыдай, бирақ барлық көлемди массасының тығызлығы  $\rho_\Lambda = \frac{c^2\Lambda}{8\pi G}$ , энергиясының тығызлығы  $\varepsilon_\Lambda = \frac{c^4\Lambda}{8\pi G}$ , басымы  $P_\Lambda = \varepsilon_\Lambda$  болған бос

кеңісликтің гравитациялық майдан пайда ететуғынлығын өз ишине алады. Егер  $\Lambda = 10^{-55}$  см<sup>-2</sup> деп болжасақ  $\rho_\Lambda = 10^{-28}$  г/см<sup>3</sup>,  $\varepsilon_\Lambda = 10^{-7}$  эрг/см<sup>3</sup>. Усындай мәнисте вакуумның энергиясының тығызлығы менен басымы (керим тензоры) хаққында айтамыз.

Бизиң  $\rho_\Lambda$  хәм  $\varepsilon_\Lambda$  хаққындағы болжауларымыздың себебинен теорияның релятивистлик инвариантлығы бузылмайды,  $\rho_\Lambda$  пенен  $P_\Lambda$  шамалары бир бирине салыстырғанда қозғалатуғын барлық координаталар системасында бирдей (Лоренц бойынша түрлендирилгенде).

Космология турақлысы  $\Lambda$  нолге тең болмаса да абсолют шамасы бойынша жүдә киши. Соның ушын  $\Lambda$  тек космологияда ғана әхмийетке ийе бола алады. Сонлықтан төменде еки жағдайды да (нолге тең болған, нолге тең болмаған) қараймыз.

### § 8. Эйнштейн теңлемелериниң стационар шешими

Биз дәслеп А.Эйнштейнниң 1917-жылы шыққан «Космология мәселелери хәм улыўмалық салыстырмалылық теориясы» мақаласын талқылаймыз. Бул мақала мына сөзлер менен басланады:

«Пуассонның дифференциал теңлемеси

$$\Delta\varphi = 4\pi K\rho \quad (1)$$

ның материаллық ноқаттың қозғалыс теңлемеси менен Ньютонның узақтан тәсирлесіу теориясын алмастыра алмайтуғынлығы белгили. Кеңісликтеги шексизликте потенциал  $\varphi$  диң белгили бир шекке умтылатуғынлығын қосыу зәрүр. Салыстырмалылықтың улыўмалық принципнен тап сондай аўхалдың тартылыс теориясында да орын алатуғынлығы келип шығады. Егер биз кеңісликте шексизликке шекем тарқалған дүньяны қарайтуғын болсақ, онда дифференциал теңлемелерге кеңісликлик шексизлик ушын шегаралық шәртлерди киргизиўимиз керек.

Планеталық системаға байланыслы мәселени қарап шыққанымызда кеңісликлик шексизликте тартылыстың барлық потенциаллары  $g_{\mu\nu}$  турақлы болып қалатуғын координата системасын сайлап алдық. Бирақ Әлемниң үлкен бөлимлерин қарағанымызда усындай шегаралық шәртлердиң дурыс болатуғынлығы көзге анық көринип туған жоқ. Усы ўақытқа шекем бул әхмийетли мәселе бойынша алынған нәтийжелер төменде баянланған.»

Буннан кейин мақалада Ньютон теориясы талқыланады. А.Эйнштейн былай жазады:

«Кеңісликтеги шексизликте  $\varphi$  ушын турақлы шектиң болыуы формасындағы Ньютонның шегаралық шәртинен материяның тығызлығының шексизликте нолге айланатуғынлығы келип шығатуғынлығы белгили. Хақыйкатында да этирапында материяның гравитациялық майданы тутасы менен алғанда сфералық симметрияға (орайға) ийе болатуғын таптық деп есаплайық. Бундай жағдайда Пуассон теңлемесинен қашықлық  $r$  диң өсиуи менен шексизликте  $\varphi$  диң базы бир шекке тең болыуы ушын орташа тығызлық  $\rho$  ның  $1/r^2$  қа салыстырғанда тезирек нолге умтылатуғынлығы келип шығады. Бундай мәнисте шексиз үлкен массаға ийе бола алатуғын болса да Ньютон дүньясы шекли.

Буннан аспан денелери тәрәпинен шығарылған нурланыу Ньютон дүньясын ортадан радиал бағытлар бойынша кейнинен изсиз жоғалыу ушын таслап кетеди. Бирақ бундай аўхал тутас аспан денесинде болыуы мүмкин емес...

Егер газ молекулаларының Больцман бөлистірилиуін жұлдыз системасын стационар жыллылық қозғалысындағы газ деп қарап жұлдызлар үшін қолланатуғын болсақ Ньютон әлеминің болыуының мүмкін емес екенлігін көреміз. Себеби орай менен шексізлік арасындағы шеклі мәністеги потенциаллар айырмасына тығызлықтардың шеклі қатнасы сәйкес келеді. Демек шексізліктеги ноллик тығызлық орайдағы ноллик тығызлыққа алып келеді.

Көриніп тұрғанындай, бұл қыйыншылықтардан Ньютон теориясы рамкаларында тұрып шығыу мүмкін емес. Усыған байланыссы сорау тууылады: Ньютон теориясын модификациялау жолы менен сол қыйыншылықтардан шығыу мүмкін емес пе? Бунның үшін ең алдын дыққат қойып қабыл етиу үшін жолды көрсетеміз, себеби бұл жол кейинги талқылауларды жақсырақ түсиніп алыу үшін хызмет етеді. Пуассон теңлемесинің орнына жазамыз

$$\Delta\varphi - \lambda\varphi = 4\pi K\rho \quad (2)$$

Бұл аңлатпадағы  $\lambda$  базы бир универсал турақлы шама болып табылады.

Егер  $\rho_0$  массаның тарқалыуының турақлы тығызлығы болса, онда

$$\varphi = -\frac{4\pi K}{\lambda}\rho_0 \quad (3)$$

(2)-теңлемениң шешими болып табылады. Бұл шешим қозғалмайтуғын жұлдызлардың кеңісліктеги тең өлшеулі тарқалыуына сәйкес келеді. Бундағы тығызлық  $\rho_0$  дүньялық кеңісліктеги материяның хақыйқый орташа тығызлығына тең болыуы керек. Бұл шешим материя менен орташа тең өлшеулі толтырылған шексіз үлкен кеңіслікке сәйкес келеді.»

Усындай жоллар менен А.Эйнштейнде уақытқа байланыссы өзгермейтуғын (стационар) шексіз үлкен әлем пайда болған. Материя менен бир текли толтырылған бұл әлемди биз Эйнштейн әлеми деп атаймыз.

Эйнштейннің биз қарап атырған мақаласының 3-параграфы «Тең өлшеулі тарқалған материясы бар кеңісліктеги туйық дүнья» деп аталады. Бұл параграфта биз мынадай жағдайлар менен танысамыз:

«Материяның тарқалыуы хаққындағы бизге белгили мағлыұматлар ишиндеги ең әхмийетлиси жұлдызлардың салыстырмалы тезликлеринің жақтылықтың тезлигинен жүдә киши екенлігінде. Сонлықтан мен дәслеп мынадай жууық болжауды талқылауларымызға тийкар етип аламан: материя көп уақытлар дауамында тынышлықта туратуғын координата системасы бар деп есаплаймыз. Усы координата системасында материяның тензоры мынадай эпиуайы түрге ийе болады:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho \end{pmatrix}$$

Тығызлықтың бөлистірилиуі скаляр  $\rho$  (орташа) кеңісліктеги координаталардың функциясы болыуы мүмкін. Бирақ биз дүньяны кеңіслік бойынша туйық деп болжаймыз. Сонлықтан  $\rho$  тұрған орыннан ғәрезли емес деген гипотезаны қабыл етеміз хәм бұл гипотеза буннан кейинги талқылауларымыздың тийкарында турады.

Гравитация майданына келетуғын болсақ

$$\frac{d^2 x_\nu}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} \alpha & \beta \\ & \gamma \end{matrix} \right\} \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\beta}{ds} = 0$$

қозғалыс теңлемесинен статикалық гравитациялық майданда тек  $g_{44}$  орынға байланыссыз болғанда материаллық ноқаттың тынышлықта туратуғынлығы келип шығады.

Мақаланың 4-параграфы «Гравитациялық майданға киргизиу зәрүр болған қосымша ағза хаққында» деп аталады. Онда

«Ықтыярлы түрде сайлап алынған координаталар системасындағы гравитациялық майданның теңлемелері мына түрге ийе болады:

$$G_{\mu\nu} = -\chi(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}T). \quad (13)$$

Бул жерде

$$G_{\mu\nu} = -\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left\{ \begin{matrix} \mu & \nu \\ \alpha & \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} \mu & \alpha \\ \beta & \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \nu & \beta \\ \alpha & \end{matrix} \right\} + \frac{\partial^2 \lg \sqrt{-g}}{\partial x_\mu \partial x_\nu} - \left\{ \begin{matrix} \mu & \nu \\ \alpha & \end{matrix} \right\} \frac{\partial^2 \lg \sqrt{-g}}{\partial x_\alpha}.$$

...(Бул) теңлемелер системасы салыстырмалылық постулатына хәм (2)-түрдеги Пуассон теңлемесин улыўмаластырыўға сәйкес бир улыўмаластырыўға мүмкиншилик береді. Улыўмалық ковариантлықты бузбай (кейинги) теңлемениң шеп тәрәпине хәзирше белгисиз фундаменталлық константа  $\lambda$  ге көбейтилген фундаменталлық тензор  $g_{\mu\nu}$  ды қоса аламыз. Онда (сол теңлемениң) орнына

$$G_{\mu\nu} - \lambda g_{\mu\nu} = -\chi \left( T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right) \quad (13a)$$

теңлемесин аламыз. Бул теңлеме  $\lambda$  ниң жеткиликли дәрежеде киши мәнислери ушын Қуяш системасында жүргизилген бақлаўларға сәйкес келеді. Бул теңлеме импульс пенен энергияның сақланыў нызамларын да қанаатландырады...»

5-параграф есаплаўлар нәтийжелерин баянлайды хәм «Есаплаўлар. Нәтийже» деп аталады. Онда былай делинеді:

«Бизиң континуумның барлық ноқатлары бирдей болғанлықтан есаплаўларды мысалы координаталары  $x_1 = x_2 = x_3 = x_4$  болған бир ноқат ушын орынлаған жеткиликли болады.

Бундай жағдайда (13a) дағы  $g_{\mu\nu}$  диң орнына ( $g_{\mu\nu}$  лар дифференциалланбаған ямаса бир рет дифференциалланған орынлар ушын) мына мәнислердиң қойылыўы мүмкин:

$$\begin{matrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{matrix}$$

Солай етип дәслеп мына аңлатпа алынады:

$$G_{\mu\nu} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left\{ \begin{matrix} \mu & \nu \\ 1 & \end{matrix} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_2} \left\{ \begin{matrix} \mu & \nu \\ 2 & \end{matrix} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_3} \left\{ \begin{matrix} \mu & \nu \\ 3 & \end{matrix} \right\} + \frac{\partial^2 \lg \sqrt{-g}}{\partial x_\mu \partial x_\nu}.$$

...барлық (13a) теңлемелериниң егер

$$-\frac{2}{R^2} + \lambda = -\frac{\chi\rho}{2}, \quad -\lambda = -\frac{\chi\rho}{2}$$

қатнастары орынланған жағдайда қанаатландырылатуғынлығы келип шығады. Ямаса

$$\lambda = \frac{\chi\rho}{2} = \frac{1}{R^2}.$$

Солай етип егер тең салмақлық халында сақланатуғын орташа тығызлық  $\rho$ , сфералық кеңісликтің радиусы  $R$  хәм оның көлеми  $2\pi^2 R^3$  белгили болса жаңадан киргизилген универсаллық константа  $\lambda$  ниң мәнисин анықлаў мүмкин болады. Бизиң көз-қарасымыз бойынша Әлемниң толық массасы шекли хәм

$$M = \rho 2\pi^2 R^3 = 4\pi^2 \frac{R}{\chi} = \frac{\sqrt{32}\pi^2}{\sqrt{\chi^3 \rho}}$$

шамасына тең.»

Хәзирги ўақытлардағы мағлыўматлар бойынша  $\rho \approx 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>, ал Әлемниң радиусы болса  $R \approx 10^{28}$  см. Демек

$$M_{\text{Әлем}} = 2\pi^2 R^3 \rho \approx 2 \cdot 10^{56} \text{ г.}$$

Егер Қуяштың массасының  $2 \cdot 10^{33}$  г екенлигин есапқа алсақ, онда  $M_{\text{Әлем}}/M_{\text{Қуяш}} = 10^{24}$  екенлиги келип шығады. Бұл хәзирги ұақытлары қабыл етилген мағлыұматларға толық сәйкес келеди.

### § 9. Эйнштейн теңлемелерин айырым космологиялық мәселерди шешиўде пайдаланыў. Фридман космологиясы

Улыұмалық талаптар. Егер Әлем бир текли хәм изотроп болса, оның геометриясы Робертсон-Уокер метрикасы менен бериледи:

$$ds^2 = -dt^2 + R^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right]. \quad (9-1)$$

Бул аңлатпада  $k = +1, 0, -1$  (+1 жабық, 0 кеңислиги тегис хәм -1 ашық моделлер ушын).  $R(t)$  функциясының ұақытқа ғәрезлилиги менен  $k$  шамасын анықлаў ушын Эйнштейн теңлемелери қолланылатуғын болса алынған кеңислик-ұақыт Фридман модели деп аталады (гейпара ұақытлары, әсиресе космология турақлысы нолге тең болмаған жағдайларда бул модельди Леметр модели деп те атайды).  $R(t)$  дан алынған еки биринши туўынды хәзирги дәўирлер ушын (хәзирги дәўирди 0 индекси менен белгилеймиз) Хаббл турақлысы

$$H_0 \equiv \left( \frac{dR}{dt} \right) R \quad (R = R_0 \text{ де}) \quad (9-2)$$

хәм әстелениў параметри деп аталатуғын

$$q_0 \equiv \left[ \left( \frac{d^2 R}{dt^2} \right) R \right] / \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (R = R_0 \text{ де}) \quad (9-3)$$

параметриниң жәрдемінде параметрлестириледи.

Космологияда улыұма айтқанда затлар кеңейиў хәм қысылыў халларында болады. Соның ушын базы бир бақлаўшыға жеткен жақтылық нуры өзиниң дерегине салыстырғанда қызылға ямаса фиолетке аўысқан болып шығады. Бұл аўысыў  $z$  шамасы менен тәрипленип, мына формула бойынша анықланады:

$$1 + z \equiv \frac{v_{\text{нурл}}}{v_{\text{бакл}}} = \frac{\lambda_{\text{бакл}}}{\lambda_{\text{нурл}}}. \quad (9-4)$$

Көпшилик жағдайларда  $z$  тиң шамасы бақлаўшыдан қашықлыққа байланыслы монотонлы өзгереди, сонлықтан хәрдайым « $z$  қызылға аўысыўында турған объект» деген түсиникти пайдаланады.

Мейли  $\rho$  хәм  $p$  арқалы Әлемди толтырып турған масса-энергияға ийе материяның тығызлығы менен басымы белгиленген болсын. Онда  $\rho \gg p$  жағдайда затлар басым модель, ал  $p \approx (1/3)\rho$  нурланыў басым болған модель хәкқында гәп етиледи.

Биз дәслеп

$$ds^2 = -dt^2 + R^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \right] \quad (9-5)$$

түринде жазылған Робертсон-Уокер метрикасын

$$ds^2 = -dt^2 + R^2(t) \left[ \chi^2 + \Sigma^2(\chi)(d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \right] \quad (9-6)$$

ямаса

$$ds^2 = R^2(\eta) \left[ d\eta^2 + d\chi^2 + \Sigma^2(\chi)(d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \right] \quad (9-7)$$

түринде жазыўға болатуғынлығын көрсетемиз. Бұл аңлатпалардағы

$$\Sigma^2(\chi) = \begin{cases} \sin^2 \chi & k = +1 \text{ ушын,} \\ \chi^2 & k = +0 \text{ ушын,} \\ \text{sh}^2 \chi & k = -1 \text{ ушын.} \end{cases}$$

Мейли

$$r = \begin{cases} \sin \chi & k = +1 \text{ ушын,} \\ \chi & k = +0 \text{ ушын,} \\ \text{sh} \chi & k = -1 \text{ ушын.} \end{cases}$$

болсын. Онда

$$dr = \begin{cases} \cos \chi \\ d\chi \\ \text{ch} \chi \end{cases}$$

$$\frac{dr^2}{1 - kr^2} = \begin{cases} d\chi^2 \\ d\chi^2 \\ d\chi^2 \end{cases}$$

Демек

$$\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 = d\chi^2 + \Sigma^2(\chi) d\Omega^2,$$

бул жерде

$$\Sigma^2(\chi) = \begin{cases} \sin^2 \chi & k = +1 \text{ ушын,} \\ \chi^2 & k = +0 \text{ ушын,} \\ \text{sh}^2 \chi & k = -1 \text{ ушын.} \end{cases}$$

Енди  $t$  өзгериушисинен  $\eta$  өзгериушисине

$$dt = R(\eta) d\eta$$

катнасының жәрдемінде түрлендириуи анықлаймыз. Онда

$$ds^2 = -dt^2 + R^2(t)(d\chi^2 + \Sigma^2 d\Omega^2) = R^2(\eta)(-d\eta^2 + d\chi^2 + \Sigma^2 d\Omega^2).$$

Енди Робертсон-Уокер метрикасының Эйнштейннің майдан теңлемелерин қанаатландыратуғынлығын талабынан шығып идеал суйықлық пенен толтырылған космологиялық Фридман модели ушын динамикалық теңлемелерди келтирип шығарайық. Ортонормировкаланған жолдас координата системасында

$$T_0^0 = -\rho, \quad T_r^r = T_\varphi^\varphi = T_\psi^\psi = p. \quad (9-8)$$

Демек (кери изге ийе) энергия-импульс тензоры  $\bar{T}$  мынадай кураушыларға ийе болады:

$$T_0^0 = -\frac{1}{2}(\rho + 3p), \quad T_1^1 = \frac{1}{2}(\rho - p). \quad (9-9)$$

Бул шаманы  $1/(8\pi G)$  ға көбейтеміз хәм алынған нәтийжени Риччи тензорына көбейтеміз. Бул тензордың кураушылары

$$R_0^0 = 3\ddot{R}/R,$$

$$R_1^1 = \frac{1}{R^2}(R\ddot{R} + 2\dot{R}^2 + 2k). \quad (9-10)$$

Буннан

$$\begin{aligned} 3\ddot{R} + 4\pi G(\rho + 3p)R &= 0, \\ R\ddot{R} + 2\dot{R}^2 + 2k - 4\pi G(\rho - p)R^2 &= 0 \end{aligned} \quad (9-11)$$

теңлемелерин аламыз.

Егер (9-11) деги биринши теңлемени  $\ddot{R}$  ге бөлсек, онда

$$\dot{R}^2 + k = \frac{8\pi G}{3}\rho R^2 \quad (9-12)$$

теңлемесин аламыз.

$$\frac{1}{2} d \left[ \dot{R}^2 + k \right] / dR = \ddot{R} \quad (9-13)$$

екенлигин еске түсиремиз. Онда (9-11) диң биринши теңлемесинен

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d}{dR} \left( \frac{8\pi G}{3} \rho R^2 \right) &= \frac{1}{2} \frac{d}{dR} \left[ \dot{R}^2 + k \right] = \ddot{R} = -\frac{4}{3} \pi G(\rho + 3p)R, \\ \frac{d}{dR} \left( \rho R^2 \right) &= -(\rho + 3p)R, \\ \frac{d}{dR} \left( \rho R^2 \right) &= -3pR^2 \end{aligned} \quad (9-14)$$

екенлигине ийе боламыз хәм (9-11) диң екінши теңлемесин аламыз.

Енди Фридман модели ушын  $\rho$ ,  $k$  хәм  $q$  шамалары арасындағы байланысларды келтирип шығарамыз.

$$H \equiv \dot{R} / R$$

анықламасынан хәм (9-12) ден

$$\frac{8\pi G\rho}{3} = \frac{k}{R^2} + H^2 \quad (9-15)$$

теңлемесин тиккелей аламыз. Ал егер усы теңлемени  $R$  бойынша дифференциалласық, (9-13) пенен биринши тәртіпли басқа

$$d(\rho R^3) / dR = -3pR^2$$

теңлемени хәм

$$q \equiv -\ddot{R}R / \dot{R}^2$$

анықламасын есапқа алсақ биз

$$-8\pi G\rho = \frac{k}{R^2} + H^2(1 - 2q) \quad (9-16)$$

теңлемесине ийе боламыз.

Егер  $\rho \gg p$  болса (9-16) ның шеп тәрәпин оң тәрәпине салыстырғанда есапқа алмай кетиўге болады (бул модельде затлар басым болған жағдайға сәйкес келеди) хәм биз

$$\frac{k}{R^2} = (2q - 1)H^2 \quad (9-17)$$

аңталпасына ийе боламыз. (9-17) ни (9-15) ке қойсақ

$$\frac{8\pi G\rho}{3} = 2qH^2$$

аңлатпасын аламыз.

Егер  $p = \frac{1}{3}\rho$  болса, онда (9-15) пенен (9-16) дан  $\rho$  ны жоғалтып

$$\frac{k}{R^2} = (q - 1)H^2$$

екенлигин көремиз. Ал  $k/R^2$  ағзасын жоқ етиў барысында

$$\frac{8\pi G\rho}{3} = qH^2$$

екенлигине исенемиз.



Солай етип  $\rho$  менен  $r$  арасындағы хәр қыйлы қатнастар хәр қыйлы теңлемелерге алып келеди екен<sup>73</sup>.

Енди биринши тәртіпті Фридман теңлемесін  $R(t)$  ға қарата екі жағдай үшін шешеміз. Биринши жағдайда материяның тығызлығына затлар, екінши жағдайда материяның тығызлығына нурланыў тийкарғы үлес қосатуғын болсын. Хәзирги дәўирдің параметрлерин  $H_0$  хәм  $q_0$  арқалы белгилеймиз және усы шамалардың мәнислериниң турақлы екенлигин ескертип өтеміз<sup>74</sup>.

Биринши жағдай. Затлар материяның басқа түрлерине қарағанда көп болған жағдайда басымды есапқа алмай кетиўимизге болады. Бундай аўхалда масса-энергияның тығызлығы Әлемнің көлеминиң үлкейиўи менен кемейеди:

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^3. \quad (9-18)$$

$$d\eta = dt / R$$

аңлатпасының жәрдемінде жаңа ўақытлық координатаны анықлаймыз<sup>75</sup>. Бундай жағдайда Фридман теңлемеси былайынша жазылады:

$$\left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \left( \frac{dR/d\eta}{R^2} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{k}{R^2} \quad (9-19)$$

ямаса

$$\frac{1}{\sqrt{R}} \frac{dR}{d\eta} = 2 \frac{d}{d\eta} \sqrt{R} = \left( \frac{8\pi G}{3} \rho_0 R_0^3 - kR \right)^{1/2}. \quad (9-20)$$

Алынған теңлемени интегралласақ мынаған ийе боламыз:

<sup>73</sup> Биз Әлемнің раўажланыў барысында  $\rho$  менен  $r$  арасында хәр қыйлы қатнастардың болғанлығын билеміз.

<sup>74</sup> Адетте бир текли хәм изотроп кеңіслик үшін Эйнштейннің теңлемесін әпиўайылаытырады хәм мына түрдеги теңлеме алады:

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3} \left( \rho + \frac{3P}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3},$$

$$\frac{1}{2} \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 - \frac{4\pi G \rho}{3} = -\frac{kc^2}{2R^2} + \frac{\Lambda c^2}{2}.$$

Егер усы теңлемелер системасындағы биринши теңлемени Mathematica 5 тиниде шешетуғын болсақ (шугаралық шәртлер үшін  $t=0$  де  $R=0$ , ал  $t=t_1$  де  $R=R_1$  деп алынған). Бундай жағдайда теңлеме былай жазылады: DSolve[{R''[t] + ((4π\*G/3)\*(ρ + 3P/c^2))\*R[t] == 0, R[0] == 0, R[t1] == R1}, R[t], t]. Ал компьютер болса мынадай шешимди береді:

$$R[t] \rightarrow \frac{e^{-\frac{2t\sqrt{-3GP\pi-c^2G\rho}}{\sqrt{3}c}} + \frac{2t_1\sqrt{-3GP\pi-c^2G\rho}}{\sqrt{3}c} \left( -1 + e^{\frac{4t\sqrt{-3GP\pi-c^2G\rho}}{\sqrt{3}c}} \right) R_1}{-1 + e^{\frac{4t_1\sqrt{-3GP\pi-c^2G\rho}}{\sqrt{3}c}}}$$

<sup>75</sup> Әдетте бул координатаны «угол развертки» деп атайды.

$$\frac{1}{2}\eta = \int_0^{R^{1/2}} \frac{dR^{1/2}}{\left(\frac{8}{3}\pi\rho_0 R_0^3 - kR\right)^{1/2}} = \begin{cases} k = +1 \text{ болганда} & \text{arcSin} \frac{R^{1/2}}{\left(\frac{8}{3}\pi\rho_0 R_0^3\right)^{1/2}} \\ k = 0 \text{ болганда} & \frac{R^{1/2}}{\left(\frac{8}{3}\pi\rho_0 R_0^3\right)^{1/2}} \\ k = -1 \text{ болганда} & \text{arSh} \frac{R^{1/2}}{\left(\frac{8}{3}\pi\rho_0 R_0^3\right)^{1/2}} \end{cases} \quad (9-21)$$

Енди

$$q_0 = \frac{4\pi G \rho_0}{3 H_0^2} \quad (9-22)$$

хәм

$$R_0^2 = \frac{k}{(2q_0 - 1)H_0^2}, \quad (k = \pm 1) \quad (9-23)$$

екенлигин есапқа аламыз. (9-23) тиң шеп тәрәпиниң оң мәниске ийе екенлигиненен  $k = \text{sign}(2q_0 - 1)$  екенлигинен түсиникли. Демек (9-21) де мынаған ийе боламыз:

$$\frac{8\pi}{3}\rho_0 R_0^3 = \frac{2q_0}{H_0 |2q_0 - 1|^{3/2}}, \quad k = \pm 1.$$

Енди (9-21) ди  $R_0$  ге қарата шешсек мына аңлатпаларға ийе боламыз:

$$R = \begin{cases} k = +1 \text{ ушын} & \frac{q_0}{H_0(2q_0 - 1)^{3/2}}(1 - \text{Cos}\eta), \\ k = 0 \text{ ушын} & \frac{1}{12} H_0^2 R_0^3 \eta^2. \\ k = -1 \text{ ушын} & \frac{q_0}{H_0(2q_0 - 1)^{3/2}}(\text{Sh}\eta - 1). \end{cases} \quad (9-24)$$

Ең кейнинде  $dt = R d\eta$  шамасын интеграллап мыналарды аламыз:

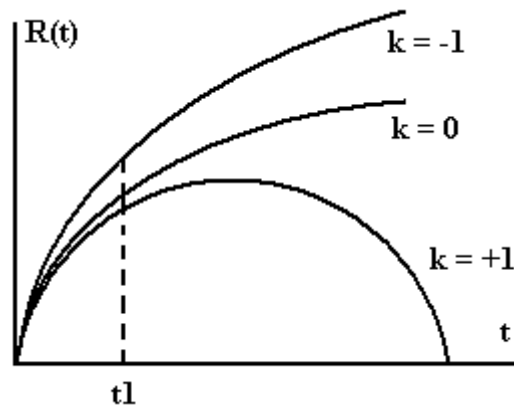
$$t = \begin{cases} k = +1 \text{ ушын} & \frac{q_0}{H_0(2q_0 - 1)^{3/2}}(\eta - \text{Sin}\eta), \\ k = 0 \text{ ушын} & \frac{1}{12} H_0^2 R_0^3 \eta^3. \\ k = -1 \text{ ушын} & \frac{q_0}{H_0(1 - 2q_0)^{3/2}}(\text{Sh}\eta - \eta). \end{cases} \quad (9-25)$$

Жоқарыда шешилген мәселеде  $k=0$  болған жағдай ушын жуўаптан  $R_0$  ди жоқ қылыў мүмкин емес екенлигин аңсат аңлаў мүмкин. Бул факт усындай жағдайларда Әлемниң кеңисликлик қашықлықларда ықтыярлы масштабларға ийе болатуғынлығын, ал оның геометриясының ўақыттың барлық моментлеринде бирдей болып «көринетуғынлығын» сәўлелендиреди. Сонлықтан  $R_0$  диң сан мәниси қәлеген физикалық өлшенетуғын шамаға кирмейди.

Биз (9-24)- пенен (9-25)-аңлатпалардан әҳмийетли жуўмақлар шығарамыз:

А). Әлем жабық болған жағдай ( $k=+1$ ).  $R = \frac{q_0}{H_0(2q_0 - 1)^{3/2}}(1 - \cos\eta)$ . Демек  $R$  диң мәнісі  $\eta$  ның мәнісіне ғәрезли  $(1 - \cos\eta)$  нызамы. Егер  $\eta = 0$  хәм  $\eta = n\pi$  болса ( $n=0, 1, 2, \dots$ )  $R=0$ . Ал  $\eta = (n/2)\pi$  болған жағдайларда  $R = \frac{q_0}{H_0(2q_0 - 1)^{3/2}}$ .

Биз көрген мысаллардың үшеуінде де  $R=0$  болған жағдайларды көреміз. Соның менен бирге бул жағдай  $\eta = 0$  де  $t = 0$  болатуғын мәніслерге сәйкес келеди хәм  $t \rightarrow 0$  де  $R \rightarrow 0$ , ал тығызлық  $\rho = \infty$  екенлиги келип шығады. Жабық моделде  $R=0$  жағдайы дәуірли түрде қайталанады, ал ашық хәм тегис моделлерде  $t = 0$  ( $\eta = 0$ ) болған ўақыт моментинде тек бир рет орын алады.  $R(t)$  функциясы  $t = 0$  ( $\eta = 0$ ) болған моменттен баслап монотонлы түрде өседі.  $R$  диң максималлық мәнісі [әлбетте тек жабық модельде ( $k=+1$ )]  $R_{\max} = 2^* \frac{q_0}{H_0(2q_0 - 1)^{3/2}}$ . Ал ашық хәм тегис моделлерде  $R$  диң мәнісі шексиз өседі. Бул 4-сүүретте келтирилген.



4-сүүрет.  $R = R(t)$  ғәрезлилилиги. Бул сүүретке  $\Lambda = 0$ , бир текли хәм изотроп әлем сәйкес келеди.  $k = +1$  болған жағдайда кеңейіў қысылыў менен алмасады,  $k = 0$  хәм  $k = -1$  болған жағдайларда кеңейіў шексиз даўам етеди.  $t_1$  ўақыт моменті хәзирги Әлемге сәйкес келеди. Үш жағдайда да  $R(t) = 0$  болған жағдай бақланады (сингулярлық)

Солай етип  $t=0$  мәнісіндеги  $R \rightarrow 0$  изотроп моделдиң кеңіслик-ўақытлық моделинің айрықша ноқаты болып табылады (усы гәплер жабық моделдеги  $R=0$  болған барлық ноқатларға да сәйкес келеди). Егер  $R$  менен  $t$  арасындағы байланысты анықлайтуғын болсақ [(9-24) пенен (9-25) ти салыстырып табамыз хәм ол байланыс  $R = \sqrt{\text{const} \cdot t}$  түрінде болады], онда  $t$  ның белгиси өзгергенде  $R(t)$  шамасының жормал мәніске ийе болатуғынлығын дәлиллейди. Интервал ушын аңлатпадағы  $g_{ij}$  тың барлық төрт кураўшысы терис мәніске, ал  $g$  анықлаўшысы оң мәніске ийе болған болар еди. Физикалық жақтан бундай метрика мәніске ийе емес. Бул метриканы айрықша ноқаттан  $t$  ның терис мәніслерине қарай даўам еттириўдиң физикалық мәніске ийе болмайтуғынлығын көрсетеди.

Екинши жағдай. Нурланыў басым болған ўақытлары жолдас кеңісликтің берілген көлеміндеги масса-энергия турақлы болмайды. Бул жағдайда фотонлардың қызылға аўысыўының есабынан тығызлықтың қосымша кемейіў эффекти орын алады. Сонлықтан

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^4. \quad (9-26)$$

(9-19) дың аналогы мына теңлеме болып табылады:

$$\left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \left( \frac{dR/d\eta}{R^2} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^4 - \frac{k}{R^2}$$

ямаса

$$\frac{dR}{\left(\frac{8}{3}\pi G\rho_0 R_0^4 - kR^2\right)} = d\eta.$$

Бул теңлемениң шешими мына түрге ийе болады:

$$R = \left(\frac{8\pi}{3}G\rho_0 R_0^4\right)^{1/2} \begin{cases} k = +1 \text{ ушын } \text{Sin}\eta, \\ k = 0 \text{ ушын } \eta, \\ k = -1 \text{ ушын } \text{Sh}\eta. \end{cases} \quad (9-27)$$

(9-22) ниң орнына енди

$$q_0 = \frac{8\pi G}{3} \frac{\rho_0}{H_0^2},$$

ал (9-23) тиң орнына

$$R_0^2 = \frac{k}{(q_0 - 1)H_0^2}, \quad (k = \pm 1)$$

аңлатпаларына ийе боламыз. Демек (9-27) енди

$$\frac{8\pi}{3}G\rho_0 R_0^4 = \begin{cases} k = \pm 1 \text{ ушын } \frac{q_0}{(q_0 - 1)^2 H_0^2} \\ k = 0 \text{ ушын } H_0^2 R_0^4. \end{cases} \quad (9-28)$$

Ал  $dt=Rd\eta$  қатнасын интеграллаў бизге мынаны береді:

$$t = \begin{cases} k = +1 \text{ ушын } \frac{1}{H_0} \left[ \frac{q_0^{1/2}}{q_0 - 1} \right] (1 - \text{Cos}\eta), \\ k = 0 \text{ ушын } \frac{1}{2} H_0 R_0^2 \eta^2. \\ k = -1 \text{ ушын } \frac{1}{H_0} \left[ \frac{q_0^{1/2}}{q_0 - 1} \right] (\text{Ch}\eta - 1). \end{cases} \quad (9-29)$$

Усы параграфтың ақырында және бир космологиялық мәселени шешейик. Жабық Фридман әлемин қарайық ( $k=+1$ ). Бул әлемнің барлық өмири ушын кеткен ўақыттың тек жүдә киши бөлегин нурланыў дәўири тутатуғын болсын. Жоқарыда алынған нәтийжелерден пайдаланып усы әлем «туўылғаннан» баслап өлгенге шекем фотонның неше рет әлемди айланып шығатуғынлығын есаплайық.

Егер Фридман метрикасында ўақыт  $d\eta = dt/R$  аңлатпасы менен есапланатуғын «развертка мүйеши» менен анықланатуғын болса радиус бойынша тарқалатуғын фотон ( $d\varphi = dv = 0$ ) ушын жазылған интервал мына түрге ийе:

$$0 = ds^2 = R^2(\eta)(-d\eta^2 + d\chi^2).$$

Бул аңлатпадағы  $d\chi^2 = dr^2/(1-r^2)$  шамасы 3 лик сферадағы «тригонометриялық» радиаллық координата. (9-24) хәм (9-27) лерден әлемнің жасаў ўақыты ( $R$  функциясының еки ноли арасындағы аралық)  $\Delta\eta = 2\pi$  аралығына сәйкес келеди. Демек сол фотон әлемди тек бир рет айланып шығады екен.

Солай етип Эйнштейн теңлемелери изотроп хәм бир текли әлем ушын әпиўайыласады екен. Бундай әлемди Фридман әлеми деп атаймыз. Ал Фридман әлеми ушын көплеген мәселелерди сол әпиўайыластырылған Эйнштейн теңлемелерин пайдаланып шешийўге болады екен.

## § 10. Улыўма салыстырмалылық теориясының улыўмалық әҳмийети хәм альтернатив теориялар ҳаққында

Улыўмалық салыстырмалылық теориясы ҳаққында жоқарыда келтирилген мағлаўматлар менен бир қатар Internet тармағы арқалы алынған көп санлы илимий мағлыўматлар тийкарында төмендегидей жуўмақлар шығарыў мүмкин:

1. Улыўмалық салыстырмалылық теориясы бақланатуғын астрономиялық эффектлерди дәл түсиндиреди (планеталардың траекторияларына дүзетиўлер киргизиў, жақтылықтың жийилигиниң өзгериўи, нурлардың иймейиўи, радиосигналлардың белгили бир аралықларды өткенде кешигиўи);

2. Улыўмалық салыстырмалылық теориясы Әлемниң тутасы менен алғандағы ең улыўмалық қәсийетлерин түсиндиреди. Қара қурдымлардың бар екенлиги болжанды. Қара қурдымлар түсинигиниң жәрдемінде рентген қос системаларындағы, галактикалар менен квазарлардың ядроларындағы кубылыслар табыслы түрде түсиндириледі.

3. Гравитациялық толқынлардың бар екенлиги болжап айтылды. Олардың ҳақыйқатында да тәбиятта бар екенлиги өз ишине пульсарларды алыўшы қос жулдызлардың қозғалысынан анықланды.

4. Тартылыс теориясын геометриялық жақтан формулировкалаў кеңислик-ўақытлық многообразияның қәлеген ноқатында хәм қәлеген еркин қозғалыўшы бақлаўшының дүньялық сызығы бойлап локаллық инерциаллық координаталарды енгизиўдин мүмкиншилигин автомат түрде өз ишине алады. Бундай координаталар системасында салмақсызлық орын алады ал жоғалтылмайтуғын гравитациялық тәсир қоршаған орталықты тасыў-қайтыў характеринде деформациялайды. Теорияда салмақ майданы<sup>76</sup> хәм координата системасының тезлениўши қозғалысы арасындағы локаллық эквивалентлилик принципи орынланады. Тәжирийбе эквивалентлилик принципін тастыйықлайды.

5. Тартылыс теңлемелери материяның қозғалысы менен кеңисликти толтырып турған майданның өзгерисине белгили бир шеклер қояды. Дара жағдайда ноқатлық бөлекше ушын қозғалыс теңлемесиниң өзи кеңислик-ўақыттың геометриясының салдары болып табылады. Улыўма жағдайда сол шеклеўлер гравитациялық күшлердин тәсирин есапқа алғандағы энергия, импульс хәм момент ушын баланс теңлемелери түрине ийе болады.

Усы атап өтилген улыўмалық салыстырмалылық теориясының 5 өзгешелигиниң өзи бул теорияның әҳмийетин хәм дурыслығын айқын сәўлелендиреди.

Егер космологияға келетуғын болсақ биз төмендегилерге тоқтап өтемиз:

Эйнштейн теңлемелериниң қолланылыў областлары киши қашықлықлар менен материяның үлкен тығызлықларында<sup>77</sup> шекленбеген (бул гәплер киши қашықлықлар менен үлкен тығызлықларда теңлемелердин ишки қарама-қарсылықларға алып келмейтуғынлығының салдарында айтылған<sup>78</sup>). Бундай мағанада айтқанда кеңислик-ўақытлық метриканың өзгешеликлерин изертлеў толықы менен корректли жұмыс болып табылады. Соның менен бирге сондай қашықлықлар менен үлкен тығызлықларда квантлық кубылыстардың басым болып кететуғынлығына гүмән жоқ. Бирақ бундай кубылысоар ҳаққында ҳәзирги теория ҳеш нәрсе билмейди. Тек болажақта ғана тартылыс теориясы менен квант теориясының синтези классикалық теорияның қайсы нәтийжелериниң ҳақыйқый мәнислерин сақлаитуғынлығын анықлай алады. Қалай деген менен Эйнштейн теңлемелериниң шешимлеринде айырықша жағдайлардың пайда болыў факти терең физикалық мәниске ийе болады деп есаплаймыз.

Бирақ усы айтылғанларға қарамастан, улыўмалық салыстырмалылық теориясына алтернатив теориялар пайда болмақта. Неликтен алтернативлик теориялар пайда болмақта? Усы сораўға байланыслы еки тенденцияны атап өтемиз:

<sup>76</sup> «Салмақ майданы», «Тартылыс майданы» сөзлери бир мәнисте қолланылған.

<sup>77</sup> Гәп Планк масштабындағы қашықлық ( $10^{-33}$  см) хәм тығызлық ( $10^{96}$  г, см<sup>3</sup>) ҳаққында кетип атыр.

<sup>78</sup> Классикалық электродинамикада бундай жағдайларда ишки қарама-қарсылықлар айқын көринеди.

Биринши тенденция улыўмалық салыстырмалылық теориясын классикалық (квантлық емес) гравитация областындағы дурыс емес хәм қанаатландырмайтуғын теория деп дағазалайды. Мәселениң бундай етип қойылыўының өзінше нюанслары бар. Екинши жағдайлар улыўмалық салыстырмалылық теориясы жәрдемінде есапланған айырым шамалардың экспериментлерде анықланған шамаларға дәл сәйкес келмеўінде. Тәжірийбелер бундай теориялардың узақ ўақыт жасап атырмағанлығын көрсетеди.

Альтернативлик теориялардың ең белгилелериниң бири А.А.Логуновтың басшылығында дөретилген гравитацияның релятивистлик теориясы болып табылады. Бул хәм басқа да альтернатив теориялардың көпшилиги гравитацияны кеңислик-ўақыттың геометриясының өзгешелиги емес, ал ҳақыйқый физикалық майдан (мысалы электромагнит майданы, ядро күшлери майданы хәм басқалар) сыяқлы майдан деп қарайды. Демек сол теориялардың авторлары теорияның мазмунына емес, ал формасына қайыл емес. Мысалы электромагнит майданы Максвелл электродинамикасы тийкарында толық түсиндириледи хәм электромагнит майданы ҳақыйқый физикалық майдан болып табылады (электромагнит майданың Фарадей-Максвелл типіндеги физикалық майдан деп атаймыз, бундай көз қарастан қарағанда улыўма салыстырмалылық теориясындағы гравитация майданы физикалық майдан емес, ал кеңислик-ўақыттың иймейиўи екенлиги биз көрдик). Оның (электромагнит майданының) энергия-импульс тензоры сәйкес түрлендириў хәм сақланыў нызамларына ийе жақсы хәм локаллық анықланған физикалық шама болып табылады. Улыўма салыстырмалылық теориясының стандарт «геометриялық» формулировкасында болса гравитациялық энергияның локализациясы анық емес болып қалады. Бул улыўма салыстырмалылық теориясының ең тийкарғы «кемшилиги» болып табылады.

2004-жылы «Успехи физических наук» журналының 6-санында «Гравитацияның релятивистлик теориясының авторлары А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили хәм В.А.Петровлардың «Как былы открыты уравнения Гильберта-Эйнштейна» мақаласы шықты. Бул мақаланың авторларының мағлыўматлары бойынша гравитациялық майданның теңлемелерине Гильберт пенен Эйнштейн бир биринен ғәрезсиз еки түрли жол менен келген. Бул жоллар хәр қыйлы еди, биак бул жоллар бир мақсетке алып келген. Еки автор да өзлериниң атларының гравитациялық майданның теңлемесінде турыўы ушын урынған. Ал улыўмалық салыстырмалылық теориясы болса толығы менен А.Эйнштейнниң теориясы болып табылады. Мақаланың авторларының «салыстымалылықтың дара теориясының аңлатпаларының сызықлы ортогоналлық түрлендириўлерге қарата ковариант болыўының зәрүрлиги постулатына сүйенгенлиги сыяқлы улыўмалық салыстырмалылық теориясы барлық теңлемелер системасының анықлаўшысы (определители) 1 ге тең болған түрлендириўге қарата ковариантлылығын постулатына тийкарланған. Бул теорияның гөззаллығы усы теорияны ҳақыйқатында да түсинетуғын адамлардан жасырынып қала алмайды, теория Гаусс, Риман, Кристофел, Риччи хәм Ливи-Чивиталар тәрәпинен раўажландырылған абсолют дифференциаллық есаплаўдың ҳақыйқый шыңын аңғартады» сөзлери орынлы болып табылады.

### **Базы бир жуўмақлар**

1. Питкерий қанигелик жумысында А.Эйнштейн тәрәпинен 1915-жылы ашылған улыўмалық салыстырмалық теориясы, оның теңлемелердин қурылысы менен мазмуны, бул теңлемелерди Фридманның космологиялық модели тийкарында айырым мәселелерге қолланыў келтирилген.
2. Эйнштейнниң теңлемелири рамкасында хәр қыйлы рангалы тензорлар үстинде математикалық әмеллер жүргизиў (ковариант, контрвариант дифференциаллаў, Евклидлик емес геометрияларға байланыслы математикалық операциялар), алынған алгебралық ғәрезлиликлер тийкарында компьютерлик есаплаўлар жүргизиў хәм графиклер дүзиў мәселелери қарап шығылған.

3. Питкерийү қәнигелик жумысында келтирилген материаллар А.Эйнштейннің улыўмалық салыстымалылық тоериясының дурыслығын, бул тоерияның Әлемге байланыслы мәселелерди шешкенде дурыс нәтийжелер беретугын бирден бир тоерия екенлигин айқын сәўлелендиреди.
4. Эйнштейн теңлемелериниң питкерийү қәнигелик жумысында изертленген шешимлериндеги айрықша ноқаттың (ноқатлардың) болыўы (кеңислик-ўақыттағы сингулярлығы) бул теңлемелердиң кемшилиги емес, ал усы жағдайды теренцирек изертлеўдиң әҳмийети көрсетилген.

### Пайдаланылған әдебиятлар дизими

Internet материаллары:

- Max Planck Institute for Gravitational Physics (Albert Einstein Institute):  
<http://www.aei.mpg.de/english/contemporaryIssues/home/index.html>  
 Einstein Year 2005: <http://www.aei.mpg.de/english/einsteinYear05/index.html>  
 Сайт «Относительность» <http://www.relativity.ru/>  
<http://germanculture.com.ua/library/links/alberteinstein.htm>  
 ALBERT EINSTEIN FBI FILES: <http://www.paperlessarchives.com/einstein.html>  
[http://www.zerkin.com/albert\\_einstein.htm](http://www.zerkin.com/albert_einstein.htm)  
 Einstein Archives Online:  
<http://www.alberteinstein.info/manuscripts/index.html>  
 General relativity:  
[http://www-groups.dcs.st-and.ac.uk/~history/HistTopics/General\\_relativity.html](http://www-groups.dcs.st-and.ac.uk/~history/HistTopics/General_relativity.html)  
 А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, В.А.Петров. Как были открыты уравнения Гильберте-Эйнштейна? Успехи физических наук. 2004. Том 174. № 6. С.663-678 ([www.ufn.ru/russian/R046E](http://www.ufn.ru/russian/R046E))  
 Sean M. Carroll. Lecture Notes on General Relativity. <http://xxx.lanl.gov/abs/gr-qc/9712019>  
 А.Линде. Инфляция хәм струналық космология. <http://ru.arxiv.org/abs/hep-th/0107176>  
 S.E. Deustua et al. Космологическая картина. <http://ru.arxiv.org/abs/astro-ph/0207293>  
 Max Tegmark "Measuring spacetime: from big bang to black holes" (Попклярная космологическая картина. <http://ru.arxiv.org/abs/astro-ph/0207199>)  
 M. Tegmark, M. Strauss, M. Blanton, K. Abazajian, S. Dodelson, H. Sandvik, X. Wang, D. Weinberg, I. Zehavi, N. Bahcall, F. Hoyle, D. Schlegel, R. Scoccimarro, M. Vogeley, A. Berlind, T. Budavari, A. Connolly, D. Eisenstein, D. Finkbeiner, J. Frieman, J. Gunn, L. Hui, B. Jain, D. Johnston, S. Kent, H. Lin, R. Nakajima, R. Nichol, J. Ostriker, A. Pope, R. Scranton, U. Seljak, R. Sheth, A. Stebbins, A. Szalay, I. Szapudi, Y. Xu, 27 others. Cosmological parameters from SDSS and WMAP. Космологические параметры согласно SDSS и WMAP. <http://ru.arxiv.org/abs/astro-ph/0310723>  
 Gia Dvali, Shamit Kachru. Новая старая космология (New Old Inflation). <http://ru.arxiv.org/abs/hep-th/0309095>  
 J. Richard Gott III, Mario Juri'c, David Schlegel, Fiona Hoyle, Michael Vogeley, Max Tegmark, Neta Bahcall, Jon Brinkmann. Карта Вселенной (A Map of the Universe). <http://ru.arxiv.org/abs/astro-ph/0310571>  
 Lee Smolin. Каково будущее космологии? <http://home.flash.net/~csmith0/future.htm>  
 Теория Относительности Эйнштейна и ее критика.  
<http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/arts/Philosophy/relativitytheory/>  
 1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. Издательство «Наука». Москва. 1973. 504 с.  
 2. А.Лайтман, В.Пресс, Р.Прайс, С.Тюкольский. Сборник задач по теории относительности. Москва. «Мир». 1979. 536 с.  
 3. К.Ленг. Астрофизические формулы. Часть 2. Москва. «Мир». 1978. 384 с.  
 4. А.Д.Линде. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. Москва. «Наука». 1990. 280 с.

А.Эйнштейн. Теория относительности. Избранные работы. Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика». М. 2000. 214 с.

1. А.Лайтман, В.Пресс, Р.Прайс, С.Тюкольски. *Сборник задач по общей теории относительности и гравитации*. М.: Мир, 1979

2. К.Уилл. *Теория и эксперимент в гравитационной физике*. М.: Мир, 1975

3. С.Вейнберг. *Гравитация и космология*. М.: Мир, 1975

4. Ч.Мизнер, К.Торн, Дж.Уилер. *Гравитация*, тт.1-3, М.: Мир, 1977

<http://www.inp.nsk.su/~baldin/Encyclopedia-4/Concept/node4.html>

«Успехи физических наук» журналында шыккан шолыу мақалалары

Р. Дэвис. Полвека с Солнечными нейтрино.

М. Кошиба. Рождение нейтринной астрофизики.

Р. Джиаккони. Рассвет рентгеновской астрономии.

[http://xray.sai.msu.ru/~polar/sci\\_rev/ufn.html](http://xray.sai.msu.ru/~polar/sci_rev/ufn.html)

Сажин "Анизотропия и поляризация реликтового излучения"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst04/abst042\\_r.html#f](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst04/abst042_r.html#f)

Ефремов, Чернин "Крупномасштабное звездообразование в галактиках"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst03/abst031\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst03/abst031_r.html#a)

Черепашук "Поиски черных дыр"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst03/abst034\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst03/abst034_r.html#a)

Гинзбург "О некоторых успехах физики и астрономии за последние три года"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst02/abst022\\_r.html#d](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst02/abst022_r.html#d)

Гришук и др. "Гравитационно-волновая астрономия"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst01/abst011\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst01/abst011_r.html#a)

Новиков, Фролов "Черные дыры во Вселенной"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst01/abst013\\_r.html#d](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst01/abst013_r.html#d)

Рубаков "Большие и бесконечные дополнительные измерения"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst01/abst019\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst01/abst019_r.html#a)

Мейерович "Гравитационные свойства космических струн"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst01/abst0110\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst01/abst0110_r.html#a)

Чернин "Космический вакуум"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst01/abst0111\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst01/abst0111_r.html#a)

Имшенник "Вспышки сверхновых и историческая хронология"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst005\\_r.html#d](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst005_r.html#d)

Брагинский "Гравитационно-волновая астрономия"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst007\\_r.html#c](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst007_r.html#c)

Постнов "Космические гамма-всплески"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst995\\_r.html#d](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst995_r.html#d)

Яковлев и др. "Остывание нейтронных звезд и сверхтекучесть в их ядрах"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst998\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst998_r.html#a)

Бескин "Радиопульсары"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst9911\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst9911_r.html#a)

Рубаков "Физика частиц и космология"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst9912\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst9912_r.html#a)

Халатников, Каменщик "Сингулярность, начальные условия и квантовое туннелирование в современной космологии"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst98/abst986\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst98/abst986_r.html#a)

Гершберг "Вспыхивающие карликовые красные звезды"

[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst98/abst988\\_r.html#d](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst98/abst988_r.html#d)



Захаров, Сажин "Гравитационное микролинзирование"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst98/abst9810\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst98/abst9810_r.html#a)  
 Бескин "Осесимметричные стационарные течения в астрофизических объектах"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst97/abst977\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst97/abst977_r.html#a)  
 Розенталь "Элементарные частицы и космология"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst97/abst978\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst97/abst978_r.html#a)  
 Герштейн и др. "Природа массы нейтрино и нейтринные осцилляции"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst97/abst978\\_r.html#b](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst97/abst978_r.html#b)  
 Гуревич и др. "Мелкомасштабная структура темной материи и микролинзирование"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst97/abst979\\_r.html#b](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst97/abst979_r.html#b)  
 Цытович и др. "Коллективные плазменные процессы в недрах солнца и проблема дефицита нейтрино"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst962\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst962_r.html#a)  
 Гинзбург "Астрофизика космических лучей"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst962\\_r.html#c](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst962_r.html#c)  
 Альтшулер, Барвинский "Квантовая космология"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst965\\_r.html#b](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst965_r.html#b)  
 Рубаков, Шапошников "Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst965\\_r.html#c](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst965_r.html#c)  
 Лучков и др. "О природе космических гамма-всплесков"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst967\\_r.html#c](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst967_r.html#c)  
 Черепашук "Массы черных дыр в двойных звездных системах"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst968\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst96/abst968_r.html#a)  
 Либерман, Йоханссон "Вещество в сверхсильном магнитном и структура поверхности нейтронных звезд"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst95/abst952\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst95/abst952_r.html#a)  
 Прокофьева и др. "Спутники астероидов"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst95/abst956\\_r.html#d](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst95/abst956_r.html#d)  
 Гуревич, Зыбин "Крупномасштабная структура Вселенной. Аналитическая теория"  
[http://www.ufn.ru/russian/abst/abst95/abst957\\_r.html#a](http://www.ufn.ru/russian/abst/abst95/abst957_r.html#a)  
 Киржниц "Пульсары и вращение сверхтекучей жидкости"  
[http://www.ufn.ru/russian/index95\\_r.html#95\\_7\\_r](http://www.ufn.ru/russian/index95_r.html#95_7_r)

А.Эйнштейн хаққындағы сайтлар:

[НиТ. Нобелевские лауреаты. ЭЙНШТЕЙН \(Einstein\), Альберт - Russian](http://n-t.ru/nl/fz/einstein.htm)

<http://n-t.ru/nl/fz/einstein.htm>

[Эйнштейн, Альберт - English](http://www.westegg.com/einstein/)

<http://www.westegg.com/einstein/>

Богатый набор ссылок на разных языках по биографии ученого.

[Galileo and Einstein - English](http://www.phys.virginia.edu/classes/109N/home.html)

<http://www.phys.virginia.edu/classes/109N/home.html>

Lecture notes by Michael Fowler.

[Albert Einstein 1879 - 1955 - Italian](http://digilander.iol.it/WaveWalker/einstein.htm)

<http://digilander.iol.it/WaveWalker/einstein.htm>

Breve biografia dello scienziato

[Einstein, Albert \(1879-1955\) - English](http://www.treasure-troves.com/bios/Einstein.html)

<http://www.treasure-troves.com/bios/Einstein.html>

The Great physicist.

[Albert Einstein - Person of the Century - English](http://www.scarybubs.com/einstein/)

<http://www.scarybubs.com/einstein/>

An outline of Albert Einstein's life, including a biography, pictures, special theory of relativity, general theory of relativity, quantum theory, black hole, expanding universe, photoelectric effect, laser, atomic bomb, history of Physics, scientists, physicists, and Albert Einstein links.

Albert Einstein - Italian

<http://www.netsys.it/itis.alessandrini/infinito/einstein.htm>

"Nacque ad Ulm, in Germania, nel 1879. Dopo aver completato gli studi, si trasferì a Berna e si impiegò presso l'Ufficio Brevetti (1902-1909)."

Albert Einstein - Italian

<http://www.quipo.it/PROMETEO/albert.html>

Una lettera per FDR.

Einstein, Albert (Ulm 1879 - Princeton, New Jersey 1955) - Italian

<http://space.comune.re.it/crin/scuole/einstein/Einstein.htm>

Fisico tedesco naturalizzato statunitense, fu probabilmente il più grande scienziato del XX secolo.

Albert Einstein: vita e opere - Italian

<http://utenti.tripod.it/prometeo/pagina1.htm>

La teoria della relatività, il mondo della matematica, ipergruppi, giochi ed enigmi matematici.

Albert Einstein - Italian

<http://www.italysoft.com/curios/einstein/pag2.htm>

Albert Einstein e la teoria della relatività

Albert Einstein e la teoria della relatività - Italian

<http://www.italysoft.com/curios/einstein/pag1.htm>

Le figure di seicento grandi uomini di ogni epoca santi, filosofi e re, sono scolpite sulle pareti di marmo della chiesa di Riverside a New York; si ergono in rigida immobilità, sorvegliando spazio e tempo con fermo sguardo immortale. Un pannello inquadra i geni della scienza - quattordici - collegando attraverso i secoli Ippocrate, morto nel 370 a. C., ad Albert Einstein, morto nel 1955.

Albert Einstein (Nicola Nicolotti) - Italian

<http://digilander.iol.it/liceovico/einstein/>

Vita, storia e teorie dello scienziato che ha rivoluzionato il pensiero della Fisica.

Әлемнің хәзирги заман моделлери:

Models of the Universe - English

URL: <http://www.rahul.net/raithel/MyBackPages/models.html>

The models discussed are divided as "scientifically-founded", or "philosophically/mystically founded".

PIRA 8C10.00 MODELS OF THE UNIVERSE - English

URL: <http://www.physics.ncsu.edu/pira/8astro/8C10.html>

Page from PIRA Demonstration Bibliography

Astronomical Clocks and Models of the Universe by the Mechanic-Priests of the 18th Century.

URL: <http://www.horology.com/hib-prie.html>

A page from book review of a major new publication on Orreys of the 18th Century. Offers the book written by Ludwig Oechslin, in German.

Amalkumar Raychaudhuri. Relativistic Cosmology. I. Phys. Rev. 98, 1123–1126 (1955)

[Issue 4 – 15 May 1955 ]. [http://prola.aps.org/abstract/PR/v98/i4/p1123\\_1](http://prola.aps.org/abstract/PR/v98/i4/p1123_1)

# Инфляциялық космология хәзирги заман космологиясының тийкарғы бууыны сыпатында

## Мазмуны

Кирисиў.

I бап. Стандарт космологиялық модель.

§ 1. Стандарт космологиялық моделдин тийкарғы өзгешеликтери.

§ 2. Хәзирги заман космологиясының бақлаў тийкарлары.

§ 3. Әлемнің стационар емес екенлиги.

§ 4. Реликтив радионурланыў.

§ 5. Затлардың химиялық қурамы хәм Метагалактиканың жасы.

§ 6. Материяның орташа тарқалыўы. Қозғалыс ыызамлары хәм физикалық қәсийеттери.

§ 7. Тартылыстың релятивистлик теориясы хәм Фридманның космологиялық шешимтери.

§ 8. Ыссы Әлемдеги физикалық процесстер.

§ 9. Жүдә ертедеги Әлем.

II бап. Стандарт космологияның қыйыншылықлары хәм инфляциялық космологияның тийкарлары.

§ 9. Стандарт (классикалық) космологияның қыйыншылықлары.

§ 10. Тегис дүнья машқаласы.

§ 11. Антроплық принцип хәм инфляциялық космология.

§ 12. Инфляциялық космология модели.

Улыўмалық жуўмақлар.

Пайдаланылған әдебиятлар дизими.

## Кирисиў

Әлемнің пайда болыўы менен раўажланыўы барлық ўақытлары адамзат цивилизациясы тарийхында дыққат орайында болып келди. Соның нәтийжесинде ең уллы илимпазлар өзлериниң изертлеўтерин Әлемнің қурылысын анықлаўға бағышлады (Гиппарх, Аристотель, Птолемей, Әл Беруний, Мырза Улығбек, Коперник, Джордано Бруно хәм басқалар). Бирақ бул ҳаққында тек соңғы дәўирлерде ғана тәжирийбелер менен исенимли теорияларға (салыстырмалылық теориясы, майданның квант теориясы, хәзирги элементар бөлекшелер теориясы) тийкарланған илимий тәлимат анық түрде қәлиплести. Бул тәлимат инфляциялық космология болып табылады.

Инфляциялық космология ең ертедеги Әлемнің физикалық ҳалы менен кеңейиў ыызамы ҳаққындағы гипотезаға тийкарланып, Әлемнің дәслепки кеңейиўиниң себептерин оның хәзирги ўақытлардағы қәсийеттерин түсиндириўге қолланылады. Сонлықтан инфляциялық космология бизиң күнлеримиздеги стандарт космологиялық модель деп аталатуғын модельдиң тийкарғы мәнисин курайды.

Стандарт модель рамқаларында (инфляциялық космологиясыз) Әлем ең дәслеп үлкен дәлликте бир текли хәм изотроп, ал оның динамикалық эволюциясы Планк дәўиринен баслап (Әлем кеңейе баслағаннан кейин ( $t_{Pl} \approx 10^{-43}$  с,  $\rho_{Pl} \approx 10^{93}$  г/см<sup>3</sup>) рекомбинация дәўирине шекем (буннан кейинги шама менен 300 мың жыллық дәўир)  $p = \varepsilon/3$  ( $p$  басым,  $\varepsilon$  энергияның тығызлығы) аңлатпасына жақын болған ҳал теңлемеси менен анықланады. Усы дәўир ишинде масштаблық фактор  $R(t)$  ўақыттың  $1/2$ -дәрежесине пропорционал

(яғный  $R(t) \propto t^{1/2}$ ), ал  $p \ll \varepsilon = \rho c^2$  ( $\rho$  арқалы заттың тығызлығы белгиленген) хал теңлемеси орын алатуғын хәзирги күнлерге шекем  $R(t) \propto t^{2/3}$  нызамы бойынша өскен. Усындай стандарт космологиялық модель бақлаулар мағлыұматларының көпшилигин жақсы түсіндиреди. Бирақ хәзирги Әлемнің базы бир қәсийетлерин түсіндире алмайды.

Усындай қәсийетлердің бири Әлемнің үлкен масштаблардағы бир теклиги менен изотропиясы болып табылады. Әлемнің хәзирги ўақытлары бақланыўы мүмкин болған өлшеми  $l_0$  өзиниң шамасының дәрежеси бойынша Хаббл қашықлығы деп аталатуғын қашықлыққа сәйкес келеди ( $R_H = c/H_0 \approx 10^{28}$  см,  $H_0$  арқалы Хаббл турақлысы белгиленген). Басқа сөз бенен айтқанда хәзирги заман обсерваторияларында дүньяның бир биринен қашықлығы  $l \leq l_0$  болған участкаларын (бөлекшелерин) бақлау мүмкин. Усы бөлекшелер арасындағы қашықлықлар  $R(t)$  ға пропорционал өскен, ал өткен дәуірлерде<sup>79</sup> болса бул қашықлықлар киши болған. Стандарт модель бойынша Планк дәуиринде ( $t_{Pl} \approx 10^{-43}$  с) бул қашықлық  $l' = l_0 R(t_{Pl})/R(t_0) \approx 10^{-3}$  см ғана болған. Ал бир бири менен себеппенен байланысқан областлардың өлшемлери (бул шаманы горизонттың өлшеми деп атайды)  $l_{Pl} = ct_{Pl} \approx 10^{-33}$  см ден аспайды. Демек бизди қызықтыратуғын көлемде бир бири менен себеплилик пенен байланыспайтуғын шама менен  $10^{90}$  дай область болған. Усыған байланыслы биз Планк дәуиринде сол областлардың барлығында да бирдей басланғыш шәртлер болған деп болжаўға<sup>80</sup> мәжбүр боламыз. Басланғыш шәртлер хаққындағы бул талқылаулар бақланбайтуғын (бақланыўы мүмкин болмаған), соның менен бирге хәзирги заман физикалық теорияларының қолланылыўының шегарасы болған Планк дәуирине тийисли. Бирақ тап сондай жуўмақларға кейинги, бақланыўы мүмкин болған дәуірлерге (мысалы рекомбинация дәуири) байланыслы да келемиз. Хақыйқатында да бизге бир неше мүйешлик градуслардан келетуғын реликтив нурлар фотонлары ең кейинги рет стандарт модель бойынша бир бири менен себеплилик байланыслары жоқ областлардағы плазма элементлери менен тәсирлескен (яғный сол атомларда шашыраған). Сонлықтан сол реликтив нурларды бирдей қәсийетлерге ийе деп қараўға хеш қандай тийкар жоқ. Бирақ соған қарамастан хәр қыйлы бағытлардан келетуғын реликтив нурлардың температурасы үлкен дәлликлерде ( $\sim 10^{-4}$ ) бирдей. Солай етип бақлаулар Әлемнің бир текли хәм изотроп екенлигин дәлиллейди. Ал усундай қәсийетлердің пайда болыўының себеплери түсиниксиз болып қалады.

Әлемнің усы ўақытларға шекем түсіндирилмеген екінши қәсийети  $\Omega = \rho/\rho_{кр}$  параметриниң мәнисиниң бирге жақынлығында ( $\Omega \approx 1$ , ал  $\rho_{кр} \approx 5 \cdot 10^{-10}$  г/см<sup>3</sup>). Бақалаулар нәтийжелери бойынша хәзирги ўақытлары  $\Omega = \Omega_0$  шамасының мәниси  $0,003 < \Omega_0 < 2$ . Демек дүньяның<sup>81</sup>  $\Omega$  ның бирге тең, бирден үлкен ямаса бирден киши екенлигине байланыслы «-» ямаса «+» белгисине ийе болған кеңисликлик майысқанлығының радиусы Хаббл қашықлығынан әдеўир киши бола алмайды. Соның менен бирге  $\Omega = 1$ , соған сәйкес дүньяның тегис болыўы да мүмкин (кеңисликтің майысқанлығы нолге тең). Динамиканың теңлемелеринен егер хәзирги дәуірлерде  $\Omega$  ның мәниси бирге тең болмаса, бирақ жоқарыда көрсетилген шеклер ишинде жатса, ўақыттың функциясы болғанлықтан бурынлары  $\Omega = 1 \pm 10^{-8}$  дәлликте бирге жақын болғанлығы келип шығады. Басқа сөз бенен айтқанда кеңейиўши затлардың кинетикалық хәм потенциал энергиялары арасында жоқары дәлликтеги баланс (теңлик) орын алған.

Үшиншиден, Әлемнің қурылысының неликтен галактикалар менен олардың топарларынан туратуғынлығы усы ўақытларға шекем стандарт космология тийкарында түсіндирилген жоқ.

<sup>79</sup> Бул жұмыста дәуірдің аты айқын көрсетилмеген жағдайларда астрономиялық дәуірлер (яғный миллиардлаған жыллар) нәзерде тугылады.

<sup>80</sup> Бул болжам постулат болып табылады. Сонлықтан биз болжаймыз деген сөздің орнына «постулатлаймыз» (руссасы «постулируем») деген сөзди де қолланамыз.

<sup>81</sup> Дүнья сөзи Әлем сөзиниң синоними сыпатында қолланылады.

Жоқарыда келтирилген тийкарғы үш мәселени түсиндириу мақсетинде 1980-жыллардан баслап хәзирги ўақытлары космологияның ажыралмас бөлегине айланған инфляциялық космология қәлиплесе баслады. Бул космологияның тийкарғы өзгешелиги ең дәслепки Әлемнің раўажланыўының белгили бир этапларындағы  $R(t) \propto t^{1/2}$  ғәрезлилигинен бас тартыу болып табылады. Инфляциялық космология моделинде (ИКМ) барионлық зарядлар пайда болатуғын дәўир алдында Әлем  $R(t) \sim 1/\text{Nexp}(Ht)$  нызамына жақын нызам бойынша кеңейеди. Бул аңлатпадағы  $H$  арқалы кеңейиўдиң инфляциялық стадиясындағы Хаббл турақлысы белгиленген. Оның мәниси  $10^{42} \text{ c}^{-1} > H > 10^{36} \text{ c}^{-1}$  шеклери ишинде болады хәм Хаббл турақлысының хәзирги ўақытлардағы мәнисинен оғада үлкен. Кеңейиўдиң бундай нызамы  $p = -\varepsilon$  болған хал теңлемесине сәйкес келиўши физикалық майданлардың халлары менен тәмийинленеди (яғный терис мәниске ийе басымға ийе хал). Кеңейиўдиң бундай стадиясын инфляциялық стадия деп атайды. Себеби инфляция барысында масштаблық фактор хәм соның менен бирге қәлеген еки ноқат арасындағы қашықлық үлкейеди, ал энергияның тығызлығы  $\varepsilon$  өзгермей қалады. Усындай әдеттегидей емес кубылыс тек терис мәнисли басымлар (бул керийге сәйкес келеди) орын алғанда жүзеге келеди<sup>82</sup>. Ал энергиясының мәниси оң, басымының мәниси терис болған хал турақлы емес. Сонлықтан Әлемнің кеңейиў стадиясын жүзеге келтиретуғын майданның энергиясы  $\varepsilon$  әдеттеги бөлекшелердиң энергиясына айланады. Затлар менен нурланыў жоқары температураға ийе болады хәм Әлем кеңейиўдиң радиация басым болатуғын режимине өтеди (бул режимде  $R(t) \sim t^{1/2}$ ). Инфляция стадиясының жеткиликли дәрежедеги узақлығында (ўақыт бойынша) хәзирги ўақытлары бақланатуғын Әлемнің барлық бөлеги инфляцияға шекемги себеп пенен байланысқан бир областтың кеңейиўиниң нәтийжеси болып шығады. Бул жағдайлар өзінше хәзирги ўақытлардағы ири масштаблық бир теклилик пенен изотроплыққа кепиллик бермесе де оның жүзеге келиўин түсиндире алады. Себеби ең дәслепки себеплилик пенен байланысқан областты бир текли хәм изотроп деп есаплау тәбийий болып табылады. Усының менен бир қатар кеңейиўдиң инфляция стадиясында кеңисликлик майысқанлық радиусы соншама үлкейеди, нәтийжеде  $\Omega$  ның хәзирги ўақытлардағы мәниси автомат түрде бирге жақынласады.

Инфляциялық Әлем моделинің және бир әҳмийети анық амплитудаға хәм спектринің формасына ийе тығызлық флукуациясының пайда болыу мүмкиншилигинде (буны возмущениелердиң тегис спектри деп атайды). Бундай спектр үлкен масштаблардағы бир теклилик пенен изотроплықты сақлап қалыу менен бирге Әлемнің бақланатуғын структуралылығының (галактикалар менен олардың жыйнақларының) қәлиплесиўин түсиндире алады. Тығызлық возмущениелериниң пайда болыуы себеплери де шама менен ең ертедеги Әлемдеги интенсивли гравитация майданында бөлекшелердиң пайда болыу себеплери менен бирдей. Бир қатар теориялық жұмысларға сәйкес инфляциялық Әлем модели кеңейиўдиң инфляциялық стадиясын болдыратуғын майдан теориясы мәселелерин де шеше алады. Мысалы магнит монополи сыяқлы экзотикалық бөлекшелердиң санының үлкен емес екенлиги (бул жуўмақ бақлаулар нәтийжелерине сәйкес келеди). Мәселениң ең әҳмийетли тәреплериниң бири соннан ибарат, инфляциялық Әлем модели Әлем не ушын кеңейеди деген сораўға жуўап бере алады. Бул жуўап төмендегидей: Жеткиликли дәрежедеги үлкен терис мәнисли басымларда (мысалы  $p = -\varepsilon$  болғанда) улыўма салыстырмалылық теориясына сәйкес күш әдеттеги күшке салыстырғанда терис мәниске ийе болады. Бул жағдайда гравитация  $p = -\varepsilon$  майданындағы бөлекшелер арасындағы өз-ара ийтерисиўди тәмийинлейди. Демек инфляциялық стадиядағы кеңейиўге бөлекшелердиң бир биринен тезлениўши түрдеги қашықласыўы сәйкес келеди. Себеби тезлениў

$$\frac{d^2(Ae^{Ht})}{dt^2} = +H^2 Ae^{Ht}$$

оң мәниске ийе, ал радиация басым болған дәўирдеги кеңейиў

<sup>82</sup> Биз улыўма физика курсынан әдеттеги басымға оң мәниске ийе энергия сәйкес келетуғын болса керийге (терис мәнисли басымға) терис мәнисли энергияның сәйкес келетуғынлығын билемиз.

әстеленіуі менен жүреді, себебі  $\frac{d^2(B\sqrt{t})}{dt^2} = \frac{1}{4} \frac{B}{\sqrt{t^2}}$  тезленіуі теріс мәніске ийе болады (бул аңлатпаларда  $A > 0$  хәм  $B > 0$  лар арқалы константалар белгиленген).

## I БАП. СТАНДАРТ КОСМОЛОГИЯЛЫҚ МОДЕЛЬ

### § 1. Стандарт космологиялық моделдің тийкарғы өзгешеликтері

Космология Әлемнің астрономиялық бақлауларға алынған бөлегін тутасы менен изертлейтуғын, бақлау мағлыұматлары менен теориялық жуұмақларға тийкарланатуғын физикалық тәлимат болып табылады. Космологияның теориялық фундаменти сыпатын тийкарғы физикалық теориялар (гравитация теориясы, электро-магнит майданы теориясы, квант теориясы хәм басқалар) ийелейді. Космология ушын эмперикалық мағлыұматларды тийкарынан галактикадан тыс астрономия береді, ал оның жуұмақлары менен улыұмаластырыулары пүткил дүнья хәққындағы улыұма илимий хәм философиялық әхмийетке ийе.

Космологияда әхмийетли орынды тартылыс ийелейді. Себебі тартылыс массалардың космология ушын характерли болған үлкен аралықлардағы тәсирлесіулерін хәм соған сәйкес космослық материяның динамикасын анықлайды. Космослық материяның динамикасын үйрениу менен бир қатар космология оның хәзирги ўақытлардағы физикалық қәсийетлерін және эволюциясын изертлейді.

Жулдызлардың, галактикалардың қурамындағы затлар, галактикалар аралық газлер хәм басқалар бурынғы ўақытлары басқа қәсийетлерге ийе болған. Хәзирги ўақытлардағы космологиялық көз-қараслар бойынша ол затлар усы ўақытларға шекем эксперименталлық физика жете алмаған басымлар менен жоқары температуралар стадиясын өткен. Бул стадия хәзирги күнлерден  $13,7 \pm 0,3$  млрд жыл бурын өтті. Шамасы сол ўақытлары дәслепки материя бир текли хәм изотроп болып тарқалған хәм тығызлық пенен температураның төменлеуіне алып келетуғын кеңейіу халында болған.  $10^{12}$ - $10^{11}$  К температураларында кеңейіудің характерли ўақыты (мысалы температураның мәнісинің еки есе кемейіу ўақыты) секундтың мыңнан бир үлесін кураған. Температура  $\sim 10^{11}$  К ке шекем төменлегенде материяның тығызлығы (соның ишінде нурланыу да, бөлекшелер де, антибөлекшелер де бар) ядролық заттың тығызлығындай болыуы керек. Эволюцияның усы моментинен баслап материяның қәсийетлерін үйрениу ядролық физикада ашылған фактлер менен теориялар тийкарында жүргизиледи.

$T \gg 10^{10}$ - $10^8$  К температурасына хәм  $t \sim 1$  секунд кеңейіу ўақытына сәйкес келиуіши Әлем тиккелей бақлау мағлыұматларына ийе ең дәслепки әлем болып табылады. Бул дәуірде протонлар менен нейтронлардан гелий, дейтерий хәм басқа да жеңил элементлердің ядролары пайда болған болыуы керек. Бул элементлердің хәзирги ўақытлардағы космослық затларда болыуы есаплау мағлыұматларына сәйкес келеді хәм сол элементлердің космологиялық пайда болыуынан дерек береді (ауыр элементлер жулдызларда синтезленеди).

Жеңил элементлердің ядролары пайда болғаннан кейін ( $t \sim 100$  с) затлар еле де (шама менен 1 млн. жыл) плазма халында болады. Усы плазма менен нурланыу да тең салмақлық халда турған затлардың (яғный протонлардың, электронлардың, жеңил элементлердің) ядроларының температуралары нурланыу температурасына тең. Жоқары тығызлық пенен жоқары температура нейтрал атомлардың пайда болыуына мүмкиншилик бермеген. Температура  $T = 4000$  К ға шекем төменлегенде электронлар элементлердің ядролары менен бириге алған. Бул дәуірди затлар менен нурланыудың бөлинуі дәуіри (рекомбинация дәуіри) деп атайды. Фотонлар затлар менен актив түрде тәсирлесе алмаған. Усының нәтижесінде олар еркин түрде тарқалған. Бул фотонлар хәзирги ўақытлары тең салмақлық реликтив нурлар (микротолқынлық фонлық нурланыу) түрінде бақланады.

Шамасы, Әлемнің эволюциясының ең дәслепки дәуірлерінің өзінде бір теклилик пенен изотроплықтан киши-гирим аўытқыўлар болған. Рекомбинация дәуіринен тиккелей кейинги дәуірде бір теклилик пенен изотропияның возмущениелери гравитациялық тураксызлықтың салдарынан үлкейе баслайды. Атап айтқанда тап усындай киши возмущениелер ақыр-аяғында хәзирги ўақытлары бақланатуғын галактикалар хәм олардың жыйнақлары түриндеги кеңисликтеги қурылыстың пайда болыўына алып келди деп болжанады.

Хәзирги ўақыттағы Әлем тек галактикалардың көп сандағы жыйнақларын өз ишине камтыйтуғын үлкен масштабларда ғана жоқары дәрежедеги бір теклилик пенен изотропияға ийе. Ал киширек масштабларда (айырым галактикалар ямаса олардың жыйнағы ушын) бір теклиликтің жоқлығы менен анизотропия орын алады. Усыған байланыслы космология еки бағытта раўажланып атыр. Олардың бири бір теклилик пенен изотроплық принципнен шығып хәзирги Әлемнің үлкен масштаблардағы қурылысын, оның эволюциясын хәм дәслепки (ертедеги) Әлемдеги физикалық процесслерди тәриплейди. Екинши бағыт өз ишине бір теклилик пенен изотроплықтан қанша болса да үлкен аўытқыўларды есапқа алады (бул бағытты бір текли емес анизотропиялық Әлем теориясы деп те атайды). Бул бағыт Әлемнің киши масштаблардағы қурылысының пайда болыўы менен раўажланыўын тәриплеўде кеңнен қолланылады.

Затлар менен гравитациялық майданның эволюциясын тәриплеўдиң теориялық тийкары тартысыўдың релятивистлик (квантлық емес) теориясы менен затлар хәм нурланыўдың квант теориясы болып табылады. Олардың бириншиси материяның механикалық қозғалысын, ал екиншиси жақтылықтың жутылыўы менен шығарылыўы, бөлекшелер менен антибөлекшелердиң туўылыўы менен аннигиляциясы процесслерин, ядролық реакцияларды хәм басқаларды тәриплейди. Дәслепки материяның тарқалыўының (бөлистирилиўиниң) бір теклилиги менен изотроплығы ҳаққындағы болжаўлар өзиниң дурыслығын кеңейиўши бир текли изотроп Әлем моделлеринде табады. Бундай моделлерди Фридманның космологиялық моделлери деп атайды. Себеби Әлемнің биринши стационар емес моделлери биринши рет 1922-жылы А.А.Фридман тәрепинен А.Эйнштейнниң улыўмалық салыстырмалылық теориясы (тартысыў теориясы) тийкарында усынылды. Бул моделлерде Әлемнің кеңейиўи тығызлығы шексиз үлкен болған ҳалдан (сингулярлықтан) басланады. Бундай ҳалдағы затлардың қәсийетлери белгисиз. Затлардың хәзирги ўақытлары бар теорияларды затларға  $\rho_{\text{пл}} = \frac{c^5}{G^2 h} \sim 10^{93} \text{ г/см}^3$ ,

ал температура  $T_{\text{пл}} = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{c^5 h}{G}} \sim 10^{32} \text{ К}$  нан төмен болғанда ғана қолланыўға болады.

Тығызлық пенен температураның бул мәнислери Планк тығызлығы хәм Планк температурасы деп атайды. Олар жақтылықтың тезлиги  $c$ , гравитация тураклысы  $G$ , Планк тураклысы  $h$  хәм Больцман тураклысы  $k$  ның мәнислеринен алынған. Фридманның

космологиялық моделлерине сәйкес  $T_{\text{пл}}$  менен  $\rho_{\text{пл}}$  дың мәнислери жасы  $t \sim t_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{Gh}{c^5}} \sim 10^{32} \text{ с}$  болған Әлем ушын характерли. Хәзирги ўақытлардағы физикалық шараятлар сондай, оларды тәриплеў ушын физика илиминде еле дәретилмеген тартысыўдың квант теориясы (гравитацияның квант теориясы) зәрүр.

## § 2. Хәзирги заман космологиясының бақлаў тийкарлары

Галактикалар дүньясы. Кеңисликтің бүгинги күнге шекем жақсы изертленген областында (яғный 1500-2000 Мпк ке шекемги аралықлар) бир неше миллиард жулдызлар системалары – галактикалар жайласқан. Солай етип Әлемнің бақланатуғын областы (бул областты Метагалактика деп те атайды) биринши гезекте галактикалар дүньясы болып

табылады. Галактикалардың басым көпшілігі хәр қайсысында онлаған, жүзлеген хәм мыңлаған галактикалары бар топарлар менен жыйнақлардың қурамына киреди. Бизің Галактикамыз<sup>83</sup> болса галактикалардың жергиликли топарына киреди. Ал усы жергиликли топар болса Дева шоқ жұлдызы тәрәпиндеги галактикалар топарына жалғасады. Девадағы галактикалар жыйнағы мыңнан аслам ағзаға ийе хәм  $\gg 3$  Мпк өлшемге ийе, ал оған шекемги қашықлық  $\gg 20$  Мпк.

Галактикалардың кеңисликтеги тарқалыуы нызамлылықтарын анықлау үшін аспан сферасындағы хәр қыйлы бағытлардағы галактикалардың хәр қыйлы «тереңдиклерге» шекемги саны есапланды (яғный үлкен көриниуши жұлдызлық шамаларға шекем). Бақлаулар 14-жұлдызлық шамадан хәзирги уақытлардағы телескоптар менен бақланыуы мүмкин болған ең эzzi галактикалар (шама менен  $24^m$ ) үшін кеңисликтеги бир текли тарқалыудың характерли екенлигин көрсетти. Характерли өлшеми  $\sim 100$  Мпк болған көлемде (бундай көлемде галактикалардың көп санлы жыйнақлары жайласады) заттың орташа тығызлығы  $\rho$  (галактикалардың «шашыратылған» затлары) бир неше мың Мпк болған көлемдеги тығызлық пенен бирдей ( $\gg 3 \cdot 10^{-31}$  г/см<sup>3</sup> анау ямаса мынау тәрәпке қарай бир қанша қәтелик пенен, қәтеликтің шамасы  $3 \cdot 10^{-31}$  ден бир неше есе үлкен).

Жұлдызларды пайда етиуши затлардан басқа Метагалактикада затлар менен нурланыудың басқа да түрлери бар: нейтрал хәм ионласқан газ (галактикалар жыйнағында хәм жыйнақлар арасында), шаң-тозаң, космос нурлары, эzzi магнит майданлары (оның жүдә әхмийетли қураушысы реликтив радионурланыуы болып табылады). Затлардың усындай түрлериниң энергияның улыуымалық тығызлығына қосқан үлеси үлкен емес. Энергияның тығызлығына әдеттеги затлар менен эzzi тәсирлесетуғын, соның үшін бақланыуы қыйын болған материяның түрлериниң үлеси де белгили емес. Әсиресе нейтриноның (массасыз ямаса массаға ийе екенлиги еле белгисиз) хәм гравитациялық толқынлардың энергияларының тығызлығын билген әхмийетли болған болар еди. Галактикалар арасындағы кеңисликтерде материяның еле ашылмаған түрлериниң де болыуы мүмкин.

Метагалактикадағы материяның барлық түрлериниң бир теклилигин алыстағы радиодереклердің (олар кеңисликти бир текли толтырады) санларын есаплау да, галактикалардың пекуляр тезликлериниң (яғный системалық емес, ал тосыннан болатуғын) киши екенлиги де, реликтив нурлардың изотропиясы да тастыйықлайды.

Галактикалар жыйнақларының, басқа да затлардың хәм нурлардың кеңисликтеги бир текли тарқалғанлығының экспериментте тастыйықланғанлығын есапқа алып Космология Метагалактиканы тутас орталық деп қарайды. Әлемнің үлкен масштаблардағы қурылысы хәққындағы усындай көз-қараслар ең кеминде биринши жақынласыуы сыпатында (в качестве первого приближения) жарамлы.

### § 3. Әлемнің стационар емес екенлиги

Әлемнің стационар емес екенлигин жұлдызлар менен жұлдызлар топарларының эволюциясы, жұлдызлардың партланыуы менен жұлдызлардан, галактикалар ядросынан затлардың ағып шығыуы көрсетеди. Соның менен бирге Әлемнің бақланатуғын бөлиминиң стационар емес екенлиги оның кеңейиуінде көринеди. Бул кеңейиу алыстағы галактикалардың системалы қозғалысларынан анықланған.

Алыстағы галактикалардың спектріндеги сызықлар Жердеги лабораторияларда алынған тап сол сызықларға қарағанда спектрдің қызыл тәрәпине қарай жылысқан. Спектр сызығының толқын узынлығының салыстырмалы өзгериси (яғный қызылға ауысыуы)

$$z = (l - l_0)/l_0. \quad (1)$$

<sup>83</sup> Бизің Галактикамызды (оны әдетте Кус жолы деп те атаймыз) үлкен хәрип пенен жазамыз.



Бул аңдатпада  $l_0$  арқалы лабораториялық толқын ұзындығы,  $l$  арқалы узақтағы галактиканың аўысқан сызығының толқын ұзындығы аңлатылған. Аңдатпадағы  $z$  тиң шамасы узақтағы квазарлар ушын 3,5 ке жетеди. Спектр сызықларының қызылға аўысыўы жақтылықтың дерегиниң бақлаўшыдан қашықласыў бағытындағы қозғалысына байланыслы болған Допплер эффекти жәрдемінде түсиндириледі. Егер деректиң тезлиги  $v \ll c$  болса жийиликтиң өзгериси  $z \gg v/c$ . Солай етип өлшенген  $z$  тиң мәниси бойынша галактикалардың қашықласыў тезлигиниң нурлық тезлигин анықлаўға болады. Барлық узақтағы галактикалардың спектрлеріндеги қызылға аўысыў сол галактикалардың бизиң Галактикамыздан хәм бир биринен қашықласып баратырғанлығын билдиреди. Галактикалардың бундай қозғалыслары улыўмалық хәм тийкарғы қозғалыслар болып табылады. Бул қозғалысларға айырым галактикалардың киши (пекулярлық) қозғалыслары қосылады.

Метагалактиканың кеңейиўи (стационар емеслиги) исенимли түрде анықланған. Усы кубылысты биринши рет бақлаған Америкалы астроном Э. Хаббл 1929-жылы бақлаўлар мағлыўматлары бойынша  $z$  хәм алыстағы галактикаларға шекемги қашықлық арасындағы пропорционаллықты тапты:

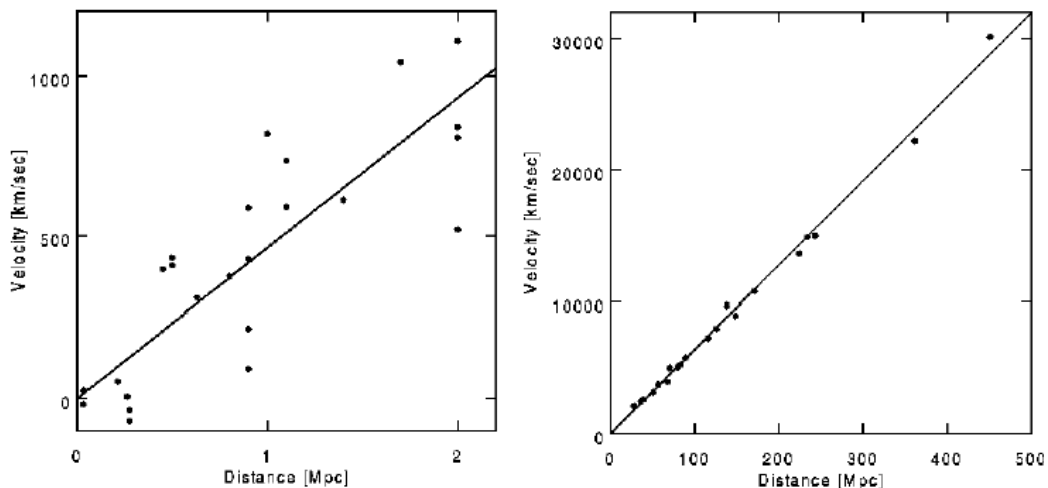
$$z = H \cdot r / c. \quad (2)$$

Бул аңдатпада  $H$  арқалы Хаббл турақлысы (Хаббл параметри белгиленген). Бул аңдатпадан галактикаға шекемги қашықлық қаншама үлкен болса, оның радиаллық (нурлық) тезлигиниң де соншама үлкен болатуғынлығы келип шығады:

$$v = H \cdot r \quad (3)$$

$H$  тың мәниси аспан сферасындағы бағытқа ямаса галактикаға шекемги қашықлыққа ғәрезли емес. Хәзирги бақалаўлар бойынша оның мәниси шама менен  $72 \text{ км}/(\text{Мпс} \cdot \text{с})$ . Кери шамасы болса ўақыттың өлшеминен тең хәм  $t_H = 1/H \gg 10$  млрд жыл.

(2)-нызамның дурыслығы исенимли түрде тексерилип көрилген. (3)-нызам болса айырым галактикалар ушын дәл орынланбайды, ал олардың жыйнақлары ушын дәл орыныланады (себеби бул жағдайларда айырым галактикалардың тосыннан болатуғын тезликлери орталанады). Жыйнақтағы галактикалардың тезликлериниң дисперсиясы  $1000 \text{ км}/\text{с}$  қа жетеди, ал галактикалардың жыйнағы ямаса топарларының орайларының, соның менен бирге бундай жыйнақлар менен топарларға кирмейтуғын индивидуал галактикалардың тезликлери (3)-нызамға 15 процентлик дәлликте сәйкес келеди (1-сүүрет). Улыўмалық Хаббл кеңейиўине қосымша болған тосыннан тезликлердиң шамалары  $50\text{-}100 \text{ км}/\text{с}$  шамасынан аспайды.



1-сүүрет: Хаббл диаграммалары галактикалардың бір биринен қашықласуы тезликлериниң қашықлыққа ғәрезлилигин сәўлелендиреди.

Шеп тәрәптеги сүүрет (бул жерде қашықлықтың ең үлкен мәниси 2 Мпс тен армаз үлкен) Хабблдың өзи алған диаграмма. Оң тәрәптеги сүүрет (қашықлық 500 Мпс) кейинги ўақытлары алынған диаграмма.

Бақлаўлардың ең әҳмийетли фактлери қатарына Хаббл турақлысы  $H$  тың мүйешлик өзгериўшилерге хәм  $g$  ге ғәрезлилигиниң жоқлығында. Кеңейиўдин изотропиясы, яғный кеңейиўдин бақланатуғын картинасының аспан сферасындағы бағытқа ғәрезсизлиги, орайы бақлаў ноқатында болған сфералық симметрияның бар екенлигин билдиреди.  $H$  тың  $g$  ден ғәрезсизлиги әҳмийетлирек нәрсени – бақланатуғын картинаның хәр қандай бақлаў ноқатларында бирдейлигин, яғный Әлемниң бир теклилигин аңғартады. Жерде турған бақлаўшының аўхалы хеш нәрсенен айырып алынған емес. Бақлаўшы қашықласып баратырған галактикалардың қәлеген биреўинде турыўы мүмкин хәм ол ушын кеңейиў нызамы (3)-формула менен анықлана береді. Хәқыйқатында да орайы  $A$  ноқатында жайласқан қозғалыўшы координаталар системасына өтиў мына формулалар бойынша әмелге асырылады:

$$\begin{aligned}r' &= r - r_A, \\v' &= v - v_A.\end{aligned}$$

Жаңа штрихланған координаталар системасы ушын (3)-нызам

$$v' = v - v_A = Hr - Hr_A = Hr'$$

түрине, яғный бурынғы  $v = H \cdot r$  түрине ийе болады.

Аспан сферасындағы қандай да бир айрықша бағытлардың жоқ екенлиги реликтив радионурланыўының температурасының изотропиясынан да тастыйықланады. Реликтив нурлардың фотонлары бизге ең алыс галактикаларға шекемги қашықлықлардан бир неше есе үлкен қашықлықлардан келеді. Бирақ сол жағдайға қарамастан хәр қыйлы бағытлар ушын сол нурларға сәйкес келиўши температураның мәнислери проценттиң оннан бир үлесиндей дәлликте бирдей болады.

(1)-формула менен анықланған  $z$  аўысыўы оның қәлеген мәнисинде физикалық мәниске ийе бола береді. Бирақ  $z = v/c$  теңлигине байланыслы оған тек киши болған  $v/c$  хәм  $z$  ларда ғана мәнис бериледи ( $z$  тиң қасында  $z^2$  ты есапқа алмаўға болатуғын жағдайларда). Ал  $z \geq 1$  болған жағдайларда  $z = v/c$  формуласынан пайдаланыўға болмайды. Мысалы, айырым квазарлар ушын  $z > 2$ . Әлбетте бул жағдай квазарлардың бизден  $> 2c$  тезлиги менен қашықласып баратырғанлығын аңлатпайды. Арнаўлы салыстырмалылық теориясына сәйкес деректиң тезлиги жақтылықтың тезлигине жақынлағанда  $z$  тиң шамасы шексизликке умтылады. Үлкен  $z$  лерде жақтылықтың деректен бақлаўшыға жолындағы затлардың гравитациялық майданы да үлкен тәсир жасайды. Бул кубылыстың толық тәрипнамасын релятивистлик космология береді (бул хәққында 5-параграфта толығырақ гәп етиледи).

#### § 4. Реликтив радионурланыў

Әлемниң реликтив нурланыўы (көпшилик әдебиятта Әлемниң микротолқынлық фонлық нурланыў деген термин қолланылады) 1965-жылы Америкалы астрономлар А. Пензиас хәм Р. Вильсон тәрәпинен ашылды. Жұлдызлардың, галактикалардың хәм басқа да астрономиялық дереклердин нурланыўынан реликтив нурланыў өзиниң еки әҳмийетли қәсийетлери менен айрылады: мүйешлик анизотропиясы (яғный аспанның барлық учаткаларындағы бирдей интенсивлилик) хәм спектриниң Планк (тең салмақлық)

формасы. Оның температурасы  $2,736 \pm 0,003$  К. Космология үшін реликтив нурлардың бар екенлігінің өзі хәм оны Әлемдегі процесстер хәм Әлемнің қурылысы жәрдеминде изертлеу әһмийетли.

Хәзирги уақытлары (2005-жылы) реликтив нурланыудың спектрли барлық диапазонда толық изертленген (мысалы 1990-жыллары 3 мм ден 21 см ге шекемги толқын узынлықлары диапазоннда жақсы изертленген еди). Барлық диапазонда бул нурланыудың интенсивлиги аспан сферасындағы бағытқа байланыссы емес (проценттиң оннан бири дәллігінде). Бул жағдайды биз нурланыудың мүйешлик изотропиясы деп атаймыз. Бирақ бул изотропия бир қанша өзгешеликлерге ийе. Мысалы изотропия хаққындағы мағлыұматлар қаралып атырған мүйешлик масштабларға байланыссы бир биринен бираз айрылады. Майда масштабларда (3 тен 150' ке шекем) мүмкин болған анизотропияға  $dT/T < 10^{-4}$  теңсизлиги түрінде шек бар (бул аңлатпада  $dT$  арқалы температураның тең салмақлық мәніси  $T$  дан аұйтқыұ аңлатылған).  $\gg 30^\circ$  масштабында  $dT/T < (3-5) \cdot 10^{-4}$ . Ал, ақырында, үлкен мүйешлик масштабларда  $dT/T \gg 10^{-3}$  шамасындағы эззи диполлик анизотропия орын алады. Температуралардың бундай айырмасы Қуяш системасының реликтив нурлар фонына салыстырғандағы  $v \approx 420$  км/с тезликтеги қозғалысы болып табылады. Қуяштың қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағыттағы реликтив нурлардың температурасы оған қарама-қарсы бағыттағы температурадан жоқары. Хәтте Жердің қуяш дөгерегинде айланыуына байланыссы болған температураның жыллық вариациясы да бақланады.

Реликтив нурланыудың тығызлығы  $5 \cdot 10^{-13}$  эрг/см<sup>3</sup>. Усындай характеристикаға ийе болған нурланыу дереги термоядролық реакциялар болған жұлдызлардың ямаса басқа да дискрет дереклердің (космологиялық қашықлықларда жайласқан квазарлар хәм басқалар) нурланыуының нәтийжеси бола алмайды. Соның менен бирге реликтив нурланыуды Метагалактиканың раўажланыуының тығыз хәм жоқары температуралы стадиясынан қалған нурланыу деп қарау (усы себеплерге байланыссы бул нурланыу реликтив нурланыу деп аталады) тәбийий болып табылады хәм басқа да эксперименталлық нәтийжелерге сәйкес келеди. Фонлық нурланыудың спектринің Планклық характери оның реликтивлик келип шығыуының жуўмағы болып табылады. Себеби Әлемнің кеңейіуі процессінде дәслепп Планк нызамына сәйкес келиуіши нурланыу спектри, Планк спектри болып қала береді, ал тек ғана оның температурасы төменлейди. Егер  $R(t)$  арқалы Метагалактиканың қандай да бир кеңейіуіши көлеминің өлшеми берілген болса, онда энергияның тығызлығы кеңейіуге байланыссы  $R^{-4}$  ға пропорционал нызам, фотонлардың орташа концентрациясы ( $\sim R^{-3}$ ) хәм сол фотонлардың хәр қайсысының энергиясы ( $\sim R^{-1}$ ) нызамы бойынша өзгереді. Демек нурланыу температурасы  $T \sim R^{-1}$  нызамы бойынша төменлейди.

Әлемнің кеңейіуінің ең дәслеппки стадияларында, яғный жоқары температуралар дәуірінде нейтрал атомлар да, молекулалар да болмаған. Себеби сол дәуірлердеги фотонлар менен бөлекшелердің жыллылық қозғалысларының энергиясы атомлар менен молекулалардың байланыс энергияларынан артық болған. Сонлықтан затлар тутасы менен плазма халында турған хәм реликтив нурлар спектри нурланыудың плазма менен тәсир етисіуінің салдарынан қәлиплескен. Плазма менен нурланыудың температурасы 4000 К қа шекем төменлегенде реликтив нурлар фотонлары атомларды ионластыра алмайды. Электронлар атомлардың ядролары менен биригеді хәм затлар нейтрал затларға айланады. Усы дәуірден баслап (бул дәуірге  $z = z_t \gg 1400-1500$  сәйкес келеди) реликтив нурлар фотонлары еркин тарқалады. Реликтив нурлардың фотонларының оғада үлкен еркин жүріу жолы (соңғы шашырау актынан кейин миллиардлаған жақтылық жыллардың узынлығындай) бундай нурларды Әлемнің үлкен масштаблардағы қурылысын изертлеудегі эффекивлик куралға айландырды<sup>84</sup>.

<sup>84</sup> [66] ниң авторлары реликтивлик нурлардың Үлкен партланыудан кейин 379000 жылдан соң затлардан бөлинип шыққанлығын дәлиллейди.

## § 5. Затлардың химиялық құрамы хәм Метагалактиканың жасы

Изертлеулердің хәр қыйлы методлары (Қуяштың спектраллық анализи, дәслепки космос нурларының құрамын изертлеу, метеоритлердің химиялық анализи хәм көп басқалар) химиялық элементлердің қаншама тарқалғанлығын анықлауға мүмкиншилик береді. Ең көп тарқалған эпиұайы элемент водород болып табылады. Егер водородтың (H) тарқалыуы муғдарын 1 ге тең етип қабыл етсек, онда гелийдің ( ${}^4\text{He}$ ) салыстырмалы муғдары шама менен  $10^{-1}$ ди, водородтың изотопы болған дейтерийтики ( ${}^2\text{D}$ ) шама менен  $10^{-5}$  ти қурайды. Басқа элементлер буннан да кем тарқалған. Әдетте (көпшилик жағдайларда) элементлердің тарқалғанлығын атомлардың саны менен емес, ал космослық затлардың улыұмалық массасындағы үлеси бойынша анықлайды. Бундай жағдайларда массаның шама менен 75 процентин водород хәм шама менен 25 процентин гелий тутады. Басқа элементлердің үлеси әдеуір төмен. Хәзирги көз-қараслар бойынша  ${}^{12}\text{C}$  дан  ${}^{56}\text{Fe}$  ге шекемги элементлер жулдызлар ишинде олардың эволюциясының тыныш стадиясында термоядролық реакциялар өними сыпатында пайда болады. Ал аұырырақ элементлер болса аса жаңа жулдызлардың партлауының нәтийжесинде қәлиплеседи. Усындай партлаудың нәтийжесинде аұыр элементлер жулдызлар аралық газлердің құрамына өтеди.

Гелий менен дейтерийде жулдызлар ишинде жүретуғын термоядролық реакциялардың нәтийжесинде пайда болады хәм жанады. Бирақ олардың хакыйқый (көп муғдардағы) тарқалыуы олардың космологиялық (жулдызлардың пайда болыуына шекемги) келип шығыуын дәлиллейди.  ${}^4\text{He}$  ниң тарқалыуы дым көп, сонлықтан оны жулдызлардағы синтездің нәтийжеси деп қарәуға болмайды. Егер жулдызлардың шығаратуғын энергиясының дерегин тек водородтың гелийге айланыуының термоядролық реакциясы деп есаплайтуғын болсақ, онда шама менен  $10^{10}$  жыл ишинде пайда болған гелийдің муғдары хәзирги бар муғдардан 15 есе кем болған болар еди. Соның менен бирге жулдызлар ишинде пайда болған гелий қоршаған орталыққа жиберилмейди хәм гелий пайда болатуғын стадияда жулдызлар партланбайды (жарылмайды). Гелийди (әсиресе жулдызлардағы нуклеосинтездің салдарынан пайда болмаған дәслепки гелийди) туұрыдан-туұры бақлау қыйын. Бирақ соған қарамастан хәр қыйлы астрофизикалық усыллар гелийдің салыстырмалы муғдарының масса бойынша 25 процент екенлигинен дерек береді. Демек гелийдің үлкен бөлеги космологиялық жақтан пайда болған. Ал дейтерийге келетуғын болсақ, хәр қыйлы ядролық реакцияларда оның пайда болғанынан жанғаны аңсатырақ. Сонлықтан дейтерийдің бақлаулар тәрепинен анықланған муғдары оның дәслепки (жулдызлар пайда болмастан бурынғы) шеги болып табылады. Гелий менен дейтерийдің пүткил Әлемдеги тарқалыуын, олардың муғдарын дәслепки ыссы Әлемнің ядролық нуклеосинтези теориясы табыслы түрде түсиндиреди.

Жерде хәм космослық затларда бақланатуғын элементлер ишинде өзинен-өзи ыдырайтуғын радиоактив элементлер де бар. Бундай радиоактивли элементлерди Галактикалардың, жулдызлардың қәлиплесіуи менен жулдызлық нуклеосинтез нәтийжесинде пайда бола баслады деп есаплау тәбийий. Усындай элементлердің пайда болыуы менен олардың ыдырауы тезликлерин салыстырып, сол элементлердің хәзирги ўақытлардағы салыстырмалы муғдарларын есапқа алып Галактиканың жасын бақалау мүмкин (жылларды есаплаудың усундай усылын ядролық космохронология деп атайды). Элементлердің радиоактивли распады хакқындағы мағлыұматлар бойынша бул ўақыттың (жастың) шамасы  $(11-13) \cdot 10^9$  жылдан үлкен. Гелийдің дәслепки муғдары 25 %, водородтың дәслепки муғдары 75 % деп есаплайтуғын жулдызлар эволюциясы теориясы да, шар тәризли галактикалар жыйнақларының жасын есаплау да усундай нәтийжелерге алып келеди. Бул жерде характерли Хаббл ўақытының  $t_H \sim (10-20) \cdot 10^9$  жыл екенлигин еске түсірип өтемиз.

Солай етип жокарыда келтирилген барлык мағлыұматлар: Метагалактиканың кеңейиуи, Планк спектрине ийе реликтивлик нурланыұдың бар екенлиги, хәр қыйлы астрономиялық системалардың жасын анықлаұ буннан 10-20 млрд жыл бурын (бүгинги мағлыұматлар бойынша  $13,4 \pm 0,4$  жыл бурын, 1-санлы кестеге қараңыз) Әлемде хәзирги қурылысының пайда болыұына алып келген ең әхмийетли процесслер басланған. Бул процесслер менен Әлемнің эволюциясын толығырақ тәриплеұ тартылыс күшлериниң затлардың динамикасына тәсирин есапқа алатуғын физикалық космологияның мәселеси болып табылады.

## § 6. Материяның орташа тарқалыұы. Қозғалыс нызамлары хәм физикалық қәсийетлери

Классикалық механика тийкарында туратуғын космологиялық моделлер. Хәзирги Әлем ийе болған бир теклилик хәм изотроплық қәсийетлер «ең дәслепки» сыпатында шекленген сфералық симметрияға ийе областты қараұға хәм усы областты тәриплеұ ушын классикалық механиканы хәм Ньютонның пүткил дүньялық тартылыс нызамын пайдаланыұға мүмкиншилик береди.

Бир текли, изотроп хәм стационар емес бир бирине тартысыұшы денелерди тәриплеууғын теңлемелерди келтирип шығарыұ ушын затлар ұақыттың ең баслынғыш моментинде сфералық формаға ийе көлемде бир текли тарқалған деп болжаймыз. Мейли радиал бағыттағы тезликлер  $v = H \cdot r$  аңлатпасына бағынатуғын болсын (бул аңлатпадағы  $H > 0$ , хәм соған сәйкес затлар кеңейеди).  $H$  тың шамасы кеңисликтеги координаталарға ғәрезли бола алмайды хәм оның шамасы ұақытқа байланыслы киширейиуи керек. Хәқыйқатында да инерция бойынша қозғалысларда (яғный гравитацияның тормозлаұшы тәсирин есапқа алмағанда) бөлекшелердиң тезлиги  $v$  траектория бойынша турақлы болып қалады,  $r$  ұақытқа ғәрезли өседи хәм соған сәйкес  $H$  ұақытқа ( $t$  ға) кери пропорционал кемейеди. Гравитацияның тәсиринде кеңейиу тезлиги кемейеди, яғный биз қарап атырған сфераның ишиндеги бөлекшелердиң бир бирине тартысыұы кеңейиуге тормоз (қарсылық деген мәниде) жасайды. Сонлықтан  $H$  тың  $t$  ға ғәрезлилиги курамалырақ (бул ғәрезлилик кейинирек алынады).

Егер басланғыш ұақыт моментинде қандай да бир бөлекшениң ийелеген орны  $r_0$  диң мәниси менен тәрипленген болса, онда буннан кейин ол  $r(t) = r_0 R(t)$  нызамы бойынша өзгереди. Ал  $v = dr/dt = H(t) r$  болғанлықтан  $H(t) = (1/R) \cdot dR/dt$ .  $R(t)$  менен  $H(t)$  ғәрезлиликлери анықлаұ ушын биз қарап атырған көлемдеги масса менен толық механикалық энергияның сақланыұ нызамын басшылыққа алыұымыз керек. Көлем кеңейгенде затлардың тығызлығы  $\rho$  ұақытқа ғәрезли кемейеди. Ал шардың массасы  $M$  болса өзгериссиз қалады:

$$M = r \cdot (4/3) \pi r^3 = \text{const.} \quad (5)$$

Бул теңлемени былайынша да жазыұ мүмкин:

$$rR^3 = \text{const} \quad (6)$$

Жердиң салмақ майданында жокары қарай ылақтырылған бир бирлик массаға ийе көлемнің элементинде кинетикалық энергия киширейеди хәм потенциаллық энергия артады. Олардың қосындысы (толық энергия) турақлы болып қалады (потенциаллық энергияның мәнисиниң терис екенлигин умытпаймыз):

$$e = \frac{1}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{GM}{r} = \text{const} \quad (7)$$

(7)-теңлемедегі константаны  $k r_0^2 c^2/2$  түрінде жаза аламыз ( $k$  тұрақты шама). Бұл шама массасы бір бірлікке тең болған көлемнің толық (механикалық) энергиясын тәріптейді. (5) ти пайдаланып (7)-теңлемени былайынша көшіріп жазамыз:

$$\frac{3kc^2}{8\pi GR^2} = \rho - \frac{3H^2}{8\pi G} = \rho - \frac{3}{8\pi G} \left( \frac{1}{R} * \frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (8)$$

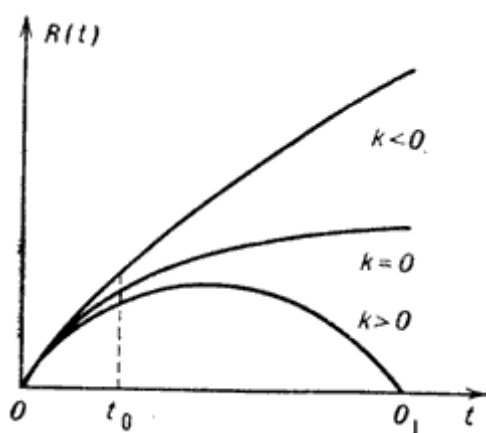
(6)-, (8)-теңлемелер  $t = t_0$  болғанда  $R = 1$  шәрті менен,  $r_0 = r(t_0)$  хәм  $H_0 = \left( \frac{1}{R} * \frac{dR}{dt} \right) /_{t_0}$

белгили болғанда  $R(t)$  ғәрезлилигин хәм соған сәйкес моделдің барлық динамикалық қәсийетлерин толық анықлайды.

(6) хәм (8) шардың өлшемлери кирмейди. Бұл теңлемелердің киши шарлар ушын да, үлкен шарлар ушын да дурыс болатуғынлығын аңлатады. Сонлықтан бұл теңлемелерди затлар менен тең өлшеулі толтырылған шексиз кеңислик ушын да дурыс деп болжауға болады.

(6)- хәм (8)-теңлемелер системасын интегралламастан-ақ моделдің сапалық эволюциясын қарап шығыуға болады. Көлемнің қәлеген элементинің қозғалысының характери оның толық энергиясынан ғәрезли. Егер  $k < 0$  болса толық энергия оң мәниске ийе (кинетикалық энергия потенциал энергиядан артық) хәм бөлип алынған элемент симметрия орайынан барқулла қашықласа береді.. Демек  $k < 0$  болғанда затлар шексиз кеңейеди. Егер  $k > 0$  болса толық энергияның мәниси терис хәм затлардың кеңейиуі базы бир ўақыттан кейин тормозланады хәм кеңейиу қысылыу менен алмасады.  $k = 0$  жағдайы аралықлық болып табылады – кеңейиу шексиз даўам етеди, бирақ хәр бир бөлекшениң тезлиги  $t \rightarrow \infty$  де нолге асимптоталық умтылады.

(8)-теңлемеге сәйкес  $k$  ның белгиси хәм соған сәйкес материяның қозғалыс характери  $r - r_c$  айырмасының белгисине байланысly. Бұл аңлатпадағы  $r_c = 3H^2/8\pi G$  тығызлықтың критикалық мәниси деп аталады. Егер  $r > r_c$  болса кеңейиуі базы бир ўақытлардан кейин тоқтайды хәм қысылыу менен алмасады. Егер  $r < r_c$  болса кеңейиуі шексиз көп ўақыт дўам етеди.  $r_c$  шамасы да  $r$  шамасындай кеңейиуі барысында өзгереді, бирақ  $r - r_c$  айырмасының белгиси тұрақлы болып қалады.



2-сүүрет. Бир текли, изотроп Элем моделиндегі денелер арасындағы салыстырмалы қашықлық  $R$  дің (масштаблық фактор деп атаймыз) ўақытқа байланысly өзгериси.:  $k < 0$  ( $r < r_c$ ) шексиз (гиперболалық) кеңейиуі;  $k = 0$  ( $r = r_c$ ) шексиз (параболалық) кеңейиуі;  $k > 0$  ( $r > r_c$ ) шекли кеңейиуі жағдайлары. Иймекликте еки айрықша  $O$  хәм  $O_1$  ноқатлары (сингулярлық) бар.  $t_0$  арқалы хәзирги ўақыт аңлатылған.

(6)-, (8)- теңлемелер системасын интеграллап  $R$  дің  $t$  дан ғәрезлилигин анықлау мүмкин. Эпиўайы жағдайда ( $k = 0$  болғанда) (6)- хәм (8)-теңлемелерден

$$R(t) = (6\pi G r_0)^{1/3} t^{2/3}, \quad r(t) = \frac{1}{6\pi G t^2}, \quad H(t) = \frac{2}{3t},$$

екенлиги келип шығады. Қала берсе  $t = 0$  де  $R = 0$  деп алынған.  $R(t)$  дің  $k$  ның хәр қыйлы мәнислеріндегі өзгерислери 2-сүүретте берілген.

Жоқарыда классикалық механиканың хәм Ньютон гравитациясының ызыамлары пайдаланылды. Бундай теңлемелер арнаўлы хәм улыўмалық салыстырмалылық теорияларының теңлемелериндеги дара жағдайлар болып табылады<sup>85</sup>. Сонлықтан оғада үлкен емес кеңисликте хәм эволюцияның жүдә көп болмаған интервалында затлардың тәриплеў релятивистлик тәриплеў менен сәйкес келеди деп күтиўге болады. Соның менен бирге бир теклиликке байланыслы космологиялық моделлер шексиз кеңисликтеги қәлеген орында пайдаланыў мүмкин. Демек классикалық физиканы космология тәрепинен қарап шығылатуғын оғада көп санлы қубылысларға қолланыў мүмкин деген сөз. Бирақ классикалық физиканың ызыамларын космология ис алып баратуғын үлкен қашықлықлар ушын пайдаланыўға болмайды. Бундай мақсетлер ушын тартысыўдың релятивистлик теориясы зәрүр.

## § 7. Тартылыстың релятивистлик теориясы хәм Фридманның космологиялық шешимлери

Релятивистлик емес физика кеңислик пенен ўақытты физикалық процесслер ойналатуғын «сахна» сыпатында қарайды. Бул физика кеңислик пенен ўақытты бир түсиникке байланыстырмайды. Арнаўлы салыстырмалылық теориясы кеңислик пенен ўақытты «кеңислик-ўақыт» деп аталатуғын бирден бир төрт өлшемли дүньяға айландырды. Келеси қәдем Эйнштейннің релятивистлик тартылыс теориясында – улыўмалық салыстырмалылық теориясында (УСТ) қойылды. УСТ ға сәйкес материяның тарқалыўы менен қозғалысы кеңислик-ўақыттың геометриялық қәсийетлерин өзгертеди, ал екінши тәрептен олардың өзлери кеңислик-ўақыттан фәрезли болады.

Иймеклик кеңисликтің әхмийетли геометриялық характеристикасы болып табылады<sup>86</sup>. Усындай жағдайда сфера турақлы оң мәнисли иймекликке ийе еки өлшемли кеңислик (бет) болып табылады.

Үш өлшемли хәм төрт өлшемли майысқан кеңисликлер де олардың иймекликлерин тәриплеитутың шамалардың жыйнағы менен характерленеди. Қала берсе хәр қыйлы ноқатларда хәм хәр қыйлы еки өлшемли бағытларда иймекликтің сан мәниси де, белгиси де хәр қыйлы бола алады. Эйнштейннің теориясы бойынша гравитациялық майдан кеңислик-ўақыттың майысыўы түринде жүзеге келеди. Кеңислик-ўақыттың иймеклиги қаншама үлкен болса, гравитациялық майдан да соншама күшли болады.

Улыўмалық салыстырмалылық теориясындағы гравитация майданының теңлемеси төмендегидей түрге ийе:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}. \quad (\text{Э-1})$$

Бул теңлемедә  $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{с}^2}$  гравитация турақлысы<sup>87</sup>.  $R_{ik}$  арқалы симметриялы Риччи тензоры белгиленген ( $R_{ik} = g^{lm} R_{limk} = R^l_{ilk}$ ),  $R = g^{ik} R_{ik} = g^{il} g^{km} R_{iklm}$  кеңисликтің скаляр иймеклиги болып табылады.  $T_{ik}$  арқалы энергия-импульс тензоры белгиленген (макроскопиялық денелер ушын энергия-импульс тензоры  $T_{ik} = (p + \varepsilon) u_i u_k - p g_{ik}$ ).

<sup>85</sup> Биз бул жумыста «арнаўлы салыстырмалылық теориясы» деген терминди пайдаланамыз. Ал шын мәнисинде бул теория «дара салыстырмалылық теориясы» деп аталады.

<sup>86</sup> Рус тилиндеги «кривизна» сөзин «иймеклик» сөзи менен алмастырамыз. Бундай жағдайда «кривизна пространства» сөзлери «кеңисликтің иймеклиги» мәнисин аңғартады. Сонлықтан «иймеклик» сөзи геометриялық терминге айланады.

<sup>87</sup> Гейпара жағдайларда  $G$  ның орнына  $\chi = \frac{8\pi G}{c^2} = 1,86 \cdot 10^{-27} \text{ см} \cdot \text{г}^{-1}$  шамасын да пайдаланады хәм оны Эйнштейн турақлысы деп атайды.

Кеңісликтің симметриялық метрлік тензоры  $g_{ik}$  бір биринен ғәрезсіз болған 10 қураушыдан тұрады (бул тензордың қураушылар саны 16, бірақ  $g_{ik} = g_{ki}$  болғанлықтан бір биринен ғәрезсіз қураушылар саны 10 ға шекем кемейеди). Сонлықтан (Э-1)-теңдемелер он теңлемеден тұратуғын система болып табылады. Бул теңдемелердің шеп тәрәпи кеңіслик-ұақыттың геометриялық қәсийетлерин тәриплейди, ал оң тәрәпи болса материяның тарқалыуын хәм қозғалысын тәриплейди.

Кеңісликтің геометриялық қәсийетлери метрлік тензордың он қураушысының хәм олардың 2-тәртипке шекемги тууындыларының жәрдемінде анықланады. Материяның халын тәриплеуши шамалар қатарына мыналар киреди: массаның тығызлығы (бір шама), оның импульсы ямаса массаның ағысы (3 шама) хәм импульс ағысы ямаса керимлер (6 шама). Солай етип Ньютонның тартылыс теориясынан (бул теорияда тек жалғыз массаның тығызлығынан ғәрезли болған гравитация майданының потенциалы бар) айырмасы соннан ибарат, Эйнштейннің теориясында майдан 10 дана потенциал менен тәрипленеди хәм бул майдан тек массаның тығызлығынан емес, ал массаның ағысы және импульс ағысы менен де пайда етиледі. Релятивистлик космология релятивистлик тартылыс теориясы менен бирликте классикалық физиканың бир қанша түсиниклеринен бас тартады хәм өзиниң түсиниклерин киргизеди. Мысалы барлық ұақытлары қолланылып келген инерциал есаплау системасы түсиниги өзиниң мәнисин жоғалтады (Ньютон космологиясында усындай системаға салыстырғандағы гравитация майданы хәм затлардың қозғалыслары үйренилетуғынлығын ұмытпаймыз). Оның орнына кеңіслик-ұақыттың ийемклиги хәм локаллық-инерциаллық есаплау системасы түсиниги киргизиледи. Лоқаллық-инерциаллық есаплау системасындағы киши областларда иймейген кеңіслик-ұақыт пенен арнаулы салыстырмалылық теориясы дурыс болатуғын тегис кеңіслик-ұақыт арасындағы айырма аз.

1917-жылы Эйнштейн өзиниң теңдемелери тийкарында биринши космологиялық модельди дүзиуге умтылды. Ол бир теклилик пенен изотроптылық пенен бир қатар космологиялық моделдің қәсийетлериниң ұақыттан ғәрезсізлиги болжауын (статикалық Әлем) басшылыққа алды. Моделдің статикалығын тәмийинлеу үшін Эйнштейн өз теңдемелерине 1917-жылы космологиялық ағза деп аталатуғын  $\Lambda$  ағзаны қосты хәм теңдеме төмендегидей түрге енди:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik} + \Lambda g_{ik}. \quad (\text{Э-2})$$

$\Lambda$  тартылыс күшине қарсы бағытланған гипотезалық ийтерисиу күшин тәрипледі. 1922-жылы болса А.А. Фридман Эйнштейннің статикалық дүньясының бир текли хәм изотроп моделлер үшін гравитациялық теңдемелердің тек дара жағдайы екенлигин көрсетти. Ал улыұмалық жағдайларда болса теңдемениң шешими ұақыттан ғәрезли. Қала берсе егер  $\Lambda$  ағзаны киргизбесе шешимлер шәртли түрде ұақытқа ғәрезли болып шығады. Бул шешимлер Метагалактикадағы затлардың орташа тарқалыуын тәриплегенликтен усы Метагалактиканың стационар емеслиги хәққинда жуумақ келип шығады. Тартылысқа қарсы бағытланған басымның градиентлери хәм қәлеген басқа күшлер болмаса системаның статикалығы мүмкин емес. Оның минез-құлқы тартылыс күшлери хәм басланғыш шәртлер менен анықланады. Басланғыш шәртлер басланғыш кеңейиу шексіз көп ұақыт дауам ететуғындай ямаса кеңейиу ақыр-аяғында қысылыу менен алмасатуғындай етип бериледи. Бир теклилик хәм изотропиялыққа тийкарланған Эйнштейн теңдемелериниң стационар емес шешимлери Фридман шешимлери ямаса Фридманның космологиялық моделлери деп аталады.

Сәйкес теңдемелер келтирилип шығарылғанда галактикалар менен галактикалар аралық затлардың тарқалыуы тығызлығы  $\rho$ , басымы  $p$  болған идеалластырылған тутас орталық пенен алмастырылады.  $\rho$  менен  $p$  арасындағы байланыс хал теңдемелери жәрдемінде орнатылады. Бундай теңдемелер, мысалы,  $\rho$  менен  $p$  ның өзгерислериниң



айырым участкаларында  $\rho = a \cdot r c^2$ , ( $a = \text{const}$ ) түрине ийе болады. Шаң тәризи затлар үшін  $\rho = 0$  ( $a = 0$ ), нурланыу үшін  $\rho = \frac{1}{3} \rho c^2$  ( $a = \frac{1}{3}$ ). Болып өтетуғын процеслерди таллаудың қолайлылығы үшін жолдас координаталар системасы деп аталатуғын координата системасынан пайдаланады<sup>88</sup>. Бундай координаталар системасының өзи деформацияланады, ал затлар оған салыстырғанда қозғалады. Жолдас координаталар системасында гравитация майданының барлық потенциаллары (метрлик тензордың қураушылары) тек бир белгисиз болған  $R(t)$  функциясы менен анықланады хәм бул функция улыұмалық масштаблық фактордың орнын ийелейди. Бул функция ноқатлар арасындағы қашықтықтың ўақытқа байланыслы өзгерисин көрсетеди. Ал сол ноқатлар болса жолдас координаталардың турақлы мәнислерине ийе болады. Орталықтың элементлери жолдас координаталардың өзгермейтуғын айырмасына ийе болады хәм турақлы интервал  $dl$  менен айрылған, ал олар арасындағы физикалық қашықтық  $dL(t)$  болса  $dL(t) = R(t)dl$  нызамы бойынша өзгередиди. Үш өлшемли кеңисликтің иймеклиги де  $R(t)$  функциясы арқалы анықланады. Базы бир  $t = t^*$  ўақыт моментиндеги иймеклик  $k/R^2$  шамасына тең. Бул аңлатпадағы  $k = +1, 0, -1$  шамаларына оң белгиге ийе, нолик хәм терис белгиге ийе иймеклик сәйкес келеди. Солар ишиндеги  $k = +1$  де үш өлшемли кеңисликтің көлеми шекли хәм хәр бир ўақыт моментинде  $V = 2r^2[R(t)]^3$  аңлатпасы жәрдемінде есапланады.

Релятивистлик космологияда  $t$  ўақыт моментиндеги  $v$  жийилиги менен шығарылған жақтылық  $t_0$  ўақыт моментинде  $v_0$  жийилиги менен қабыл етилгенде қызылға ауысуы

$$z = \frac{v - v_0}{v_0} = \frac{R(t_0)}{R(t)} - 1 \quad (9)$$

формуласы менен бериледи. Космологиялық модельдің эволюциясын тәриплеу үшін  $R(t)$  функциясын билиу керек. Бул функция Эйнштейн теңлемелери арқалы анықланады. Егер  $\Lambda = 0$  деп қабыл етсек Эйнштейн теңлемелерин мына түрдеги еки теңлемелер системасына алып келиуге болады:

$$rR^3 (1 - a) = \text{const}, \quad (10)$$

$$\frac{3kc^2}{4\pi GR^2} = \rho - \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (11)$$

Усы еки теңлемеден гравитациялық майданның пайда болыуы үшін басымның қандай орын тутатуғынлығын ( $\rho = a \cdot r \cdot c^2$ ) көрсететуғын

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3} R\rho(1 + 3\alpha) \quad (12)$$

теңлемесин аламыз. Бул теңлемелердеги Хаббл турақлысы былай анықланады:

$$H(t) = \frac{1}{R} * \frac{dR}{dt}. \quad (13)$$

Қызылға ауысуы нызамына усы шама киреди.

$W = \rho/\rho_c$  параметрин пайдаланған қолайлы.  $a$  шамасы белгилли болғанда  $R(t)$  функциясы  $W$  хәм қандай да бир ўақыт моментиндеги  $H$  тың шамалары жәрдемінде толығы менен анықланады. Хәзирги ўақытлары Әлем кеңеймекте. Буннан кейинги

<sup>88</sup> «Сопутствующая система координат» дегер түсиникти карақалпақ тилине «Жолдас координаталар системасы» деп аударамыз.

эволюцияның характери  $W$  шамасынан ғәрезли. Егер  $W < 1$  болса кеңейіу шексиз көп ұақыт даўам етеди, ал егер  $W > 1$  болса кеңейіу қысылыу менен алмасады.  $W$  шамасы (11) ге сәйкес  $k$  ның белгисин де анықлайды (яғный жолдас координаталар системасының иймеклигиниң белгисин). Хәзирги дәуир ушын  $H = 73 \text{ км}/(\text{с}\cdot\text{Мпк})$  шамасында  $\rho_c \gg 5 \cdot 10^{-30} \text{ г}/\text{см}^3$ . Галактикалардың санын анықлау хәм дейтерийдиң Әлемде қаншама муғдардағы тарқалғанлығын биле отырып  $r < r_c$  хәм  $W \gg 0,03-0,06$  екенлигине ийе боламыз. Бул мәнис ашық Әлемге ( $k = -1$ ) хәм Метагалактиканың шексиз кеңейіуине сәйкес келеди. Бирақ Әлемде тығызлыққа өзиниң үлесин қосатуғын еле табылмаған (бақланбаған) материяның түрлериниң болыуы мүмкин. Усы бақлау мағлыұматларының тийкарында  $W_0$  ның шамасы 1 ге жүдә жақын деп есаплайды. Ондай болса  $k \gg 0$ .

$a = 0$  яғный  $p = 0$  болса (10)- хәм (11)- релятивистлик формулалар өзлериниң формалары бойынша релятивистлик емес (6)- хәм (8)-формулалар менен сәйкес келеди. Усы формулаларға кириуши шамаларды хәм қатнастарды интерпретациялау олардың тек жүдә үлкен болмаған областларда хәм үлкен емес ұақыт аралықларында ғана релятивистлик емес шамаларға сәйкес келетуғынлығын умытпау керек. Бирақ космология үлкен қашықлықлар хәм ұақытлар менен ис алып барады. Сонлықтан Космологияның релятивистлик болыуы шәрт.

$z$  бойынша квадратлық ағзаларды есапқа алып (2)-нызамның орнына (9) дан төмендеги жууық формуланы алады:

$$r_\Phi = \frac{1}{H} \left[ cz + \frac{1}{2c} (1 - q)(cz)^2 + \dots \right].$$

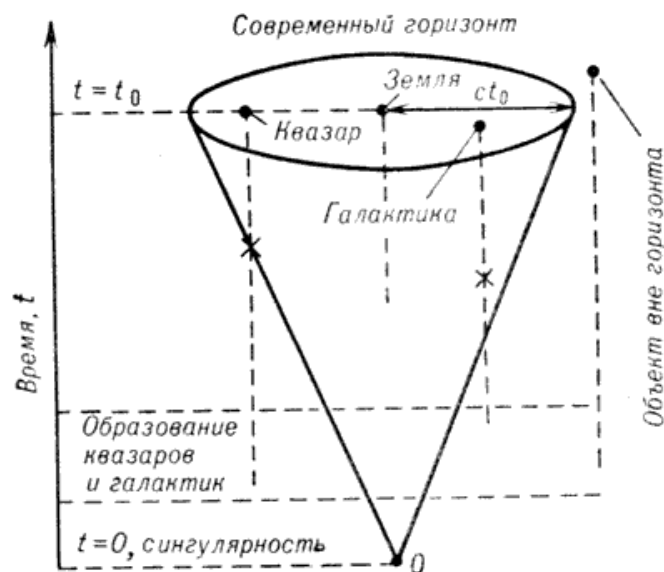
Бул жердеги  $q = \frac{1}{2} W (1 + 3a)$  шамасы әстелениу параметри деп аталады хәм қаралып атырған моделдеги кеңейіуши Әлемниң тормозланыуын анықлайды.

Тилекке карсы хәзирги ұақытлардағы бар бақлау мағлыұматлары  $r_\Phi(z)$  ғәрезлилигин хәм  $W$  шамасын зәрүрли болған дәрежеде дәл анықлау ушын жеткиликли емес. Хәзирги ұақытлары  $a$  шамасының мәниси киши хәм оны есапқа алмай кетиуе де болады. Бирақ бас анықсызлық  $r_\Phi$  тиң мәнисин өлшеудеги кемшиликлерде болып табылады. Бул шама объектлердиң көринип турған жақтылығы (видимая светимость) бойынша анықланады. Бирақ усы процедураны орынлағанда сол объектлердиң хақыйқыи жақтылығы белгили деп есапланады. Ал алыстағы объектлер ушын (оларды раўажланыуының дәслепки фазаларында бақлаймыз) эволюцияның белгисиз болған факторы – жақтылықтың ұақытқа ғәрезлилиги әхмийетли орынды ийелейди. Солай етип бақлаулардан  $W$  параметрин анықлау эволюцияның белгисиз болған факторынан ғәрезли.

Релятивистлик космологияда моделдиң эволюциясы тек тығызлық  $\rho$  менен ғана емес, ал басым  $p$  менен де анықланады. Себеби УСТ сына байланыслы басым «салмаққа ийе болып» гравитация майданын пайда етеди. [(12)-теңлемге қараңыз]. Дәслепки ұақытлары реликтив нурланыудың толық тығызлыққа үлеси басым болған жағдайларда басым нурланыу менен анықланды:  $p = \frac{1}{3} \rho c^2$ . Әлбетте, оң мәниске ийе басым Метагалактиканың бақланып атырған кеңейіуин пайда ете алған жоқ. Себеби ол өзиниң гравитациялық тәсири бойынша кеңейіуди тезлетпейда, ал оны әстелетеди. Сапалық жақтан  $p > 0$  деги  $R(t)$  ғәрезлилиги  $p = 0$  болған жағдайдағыдай характерге ийе (2-сүүретти қараңыз). Усыған байланыслы ең дәслепки ұақытлары басымның мәниси  $p < 0$  болған деп болжайтуғын теория бар (бул теорияны инфляциялық космология деп атаймыз хәм бул хаққында кейинирек толығырақ гәп етиледи).

Бир текли изотроп моделлердиң ең әхмийетли қәсийети олардың эволюциясының ұақыт бойынша шеклилиги хәм  $R(t)$  нолге айланатуғын, тығызлық шексизликке тең болатуғын айрықша (сингулярлық) халдың бар болыуында. Бир ұақытлары сингулярлықтың болыуы Әлемди бир текли хәм изотроп деп әпиұайыластыруудың ақыбети деп есаплады. Бирақ Эйнштейнниң теңлемелерин изертлеулер (әсиресе кейинги изертлеулер) материяның қәсийетлери хаққындағы базы бир қосымша болжаулар орынланғандағы теңлемелердиң улыұмалық қәсийетлери екенлигин көрсетти. Әлбетте

сингулярлық қасында классикалық теңдемелердің шешімлерін қолланыуға болмайды<sup>89</sup>. Бундай жағдайларда гравитациялық майданның квантлық қасиетлерінің көрініуі керек.



3-сүүрет. Әлемдегі горизонтқа шекемгі қашықтықтың ұақыт бойынша өзгерісі.

Эволюцияның ұақыт бойынша шекленгенлігі Әлемнің жасы түсинигін пайда етеді. Эпиұайы моделде ( $k = 0$ ,  $p = 0$  болған) (10)- хәм (11)-теңдемелерден (13) ти есапқа алғанда  $t_0 = \frac{2}{3} H_0^{-1}$  екенлігі келип шығады. Демек сингулярлықтан хәзирге дәүирге шекем  $t_0 \gg 13 \cdot 10^9$  жыл ұақыт өткен.

Сингулярлық моментинен бери шеклі ұақыттың өтиуі космологиялық горизонт деп аталатуғын (ямаса тек горизонт деп аталатуғын) Әлемдегі қашықтықтың пайда болыуына алып келеді. Хәқыйқатында да ең шеклік тезлік пенен (жақтылық тезлігі менен) қозғалыушы қәлеген сигнал бақлаушыға  $t_0$  ұақыт моментине шекем келемен дегенше белгили бир аралықты өтеді. Максималлық қашықтық (яғның горизонтқа шекемгі қашықтық) сингал  $t = 0$  ұақыт моментинде жиберилгенлігинен анықланады (3-сүүрет). Бундай жағдайда  $t = 0$  да жиберилген сингалдың аұысыуы (бул ұақыт моментин  $t_0$  моментин деп қабыл етемиз) (9)-формулаға сәйкес шексізлікке айланады ( $v_0 \rightarrow 0$ ,  $z \rightarrow \infty$ ).  $t_0$  ның өсиуі менен шамасы бойынша  $ct_0$  ға сәйкес келетуғын  $t_0$  ұақыт моментинде бақланыуы мүмкин болған кеңісликтің характерли областын қарайды. Ыақыттың өтиуі менен бул область үлкейеди. Солай етип космологиялық горизонт Әлемнің үлкен масштабларындағы қурылысы хәққында гәп етилгенде қандай масштабтың нәзерде туютылатуғынлығын анықлайды. Хәзирге ұақытлары  $ct_0 \gg c/H_0 \gg 86000$  Мпк  $\gg 2,8 \cdot 10^{28}$  см [ $H_0 = 73$  км/(с·Мпк) болғанда].

## § 8. Ыссы Әлемдегі физикалық процесслер

Фридманның космологиялық моделлери Әлемнің эволюциясының хәр қыйлы стадияларындағы өтетуғын физикалық процесслерди есаплаудың тийкары болып табылады. Реликтив нурлардың хәзирге ұақытлардағы орташа тығызлығы  $1 \text{ см}^3$ . Олардың хәр қайсысынаң энергиясы шама менен  $10^{-15}$  эрг ке тең. Әдеттегі затлардың орташа тығызлығы хәр қайсысының массасы шама менен  $10^{-24}$  г болған барионлар менен анықланады хәм  $\rho \gg 3 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$ . Протонлардың бир қанша бөлеги водород атомының ядросы болып табылады. Қалған протонлар  ${}^4\text{He}$  хәм басқа элементлердің ядроларында нейтронлар менен байланысқан. Әлемде (тәбиятта) еркин нейтронлар жоқ. Солай етип хәр

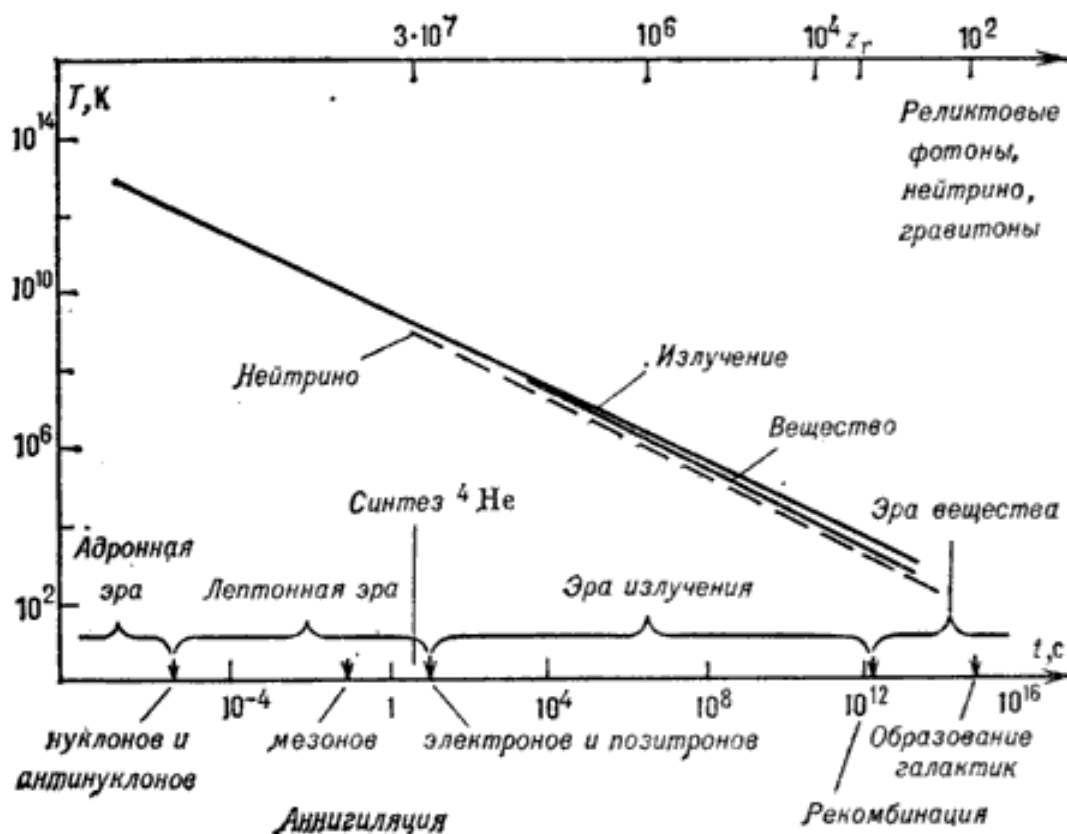
<sup>89</sup> Эйнштейн теңдемелери де классикалық теңдемелер (квантлық емес) қатарына киреди.

бир барионға  $\sim 10^9$  фотон сәйкес келеді. Көлем бірлігіндегі фотонлар саны  $n_g$  ниң барионлар саны  $n_b$  ға қатнасы әқмийетли өлшем бірлігі жоқ шама болып табылады:  $s = n_g / n_b \gg 10^9$ . Усы  $s$  шамасының үлкен мәніси Әлемди ыссы деп есаплауға тийкар береді. Хәзирги ўақытлары Әлемдеги нурланыў энергиясының тығызлығы аз, ал реликтив нурланыўдың температурасы төмен ( $2,736 \pm 0,003$  К). Бирақ бурынлары ( $T > 10^4$  К болған кеңейиўдиң ең ертедеги стадияларында) нурланыў энергиясының тығызлығы басым еди. Бундай жағдайларда  $T(t)$  ның ўақыттан ғәрезлилиги [ $a = 1/3$  де (10)- хәм (11)- теңлемениң нәтийжесиндей, (4)-формуланы да қараңыз]

$$T = \frac{10^{10}}{\sqrt{t}}$$

формуласы менен анықланады ( $T$  - Кельвинлерде,  $t$  - секундларда).

Ыссы Әлемде киши  $t$  ларда жүдә жоқары температуралар дәўири болып, жыллылық фотонларының энергиялары белгили болған барлық бөлекшелер менен антибөлекшелердиң жупларын пайда етиўге (туўыўға) жеткен. Тынышлық массасына ийе қандай да бир сортқа кириўши бөлекшелер туўылады хәм жоғалады (егер фотонлар энергиясының шамасы бөлекшелердиң берилген сортының тынышлықтағы массасынан үлкен болса). Температураның хәр бир мәніси ушын бөлекшелердиң хәр қыйлы сортлары арасында тең салмақлық қатнас болады. Егер усындай тең салмақлық еле жүзеге келген болмаса белгили бир ўақытлардан кейин жүзеге келеді. Температура менен тығызлықтың шамалары қанша жоқары болса тең салмақлық халдың жүзеге келиўи ушын зәрүр болған ўақыттың шамасы соншама кем болады. Әлем кеңейген сайын температура төменлейди хәм соған сәйкес бөлекшелердиң жупларының туўылыўы менен аннигиляциясы реакцияларының өтиў шараятлары өзгереді. Егер белгили бир типтеги реакциялар өткен температуралар интервалында Әлем ўақыттың киши бир интервалын өткен болса, онда тең салмақлық халда турған температуралар интервалы кеңейиўдиң характерли ўақытынан киши болады. Бундай болмағанда тынышлық массасына ийе бөлекшелердиң берилген сорты тең салмақлық халдан шыққан болар еди. Буннан кейин жуплардың бир қаншасы аннигиляцияға ушырайды, ал сол бөлекшелердиң қалған өзінше ыдыраўға қәбилетли стабил емес бөлекшелер болса ядро физикасынан белгили болған экспоненциал нызам бойынша ыдырайды. Берилген температурада нурланыў менен тең салмақлық халда турған бөлекшелердиң сортлары хәм температуралары бойынша Әлемниң эволюциясындағы белгили бир дәўирлерди (эраларды) бөледі (4-сүўрет): адронлық, лептонлық, нурланыў эрасы, затлар эрасы хәм басқалар.



4-сүүрет. Әлемнің ыссы моделиндегі затлардың хәм нурланыўдың эволюциясы. Төменги горизонт бағытындағы көшер бойынша сингулярлық моментинен берги ўақыт, жоқарғыға қызылға аўысыўдың сәйкес мәніси, ал вертикал көшерге температура қойылған.

$T \sim 10^{13} \text{ K}$  температурада нуклонлар хәм антинуклонлардың<sup>90</sup>, мезонлардың, электронлар хәм позитронлардың нейтринолар менен антинейтринолардың, басқа да турақлы хәм тураксыз бөлекшелердин «туўылыў» хәм «жоғалыў» реакциялары жүреди. (затлардың жоқарырақ температуралардағы қәсийетлери ҳаққында кейинирек гәп етиледі).

Сондай жоқары температураларда  $s$  параметри басқаша анықланады:  $s \gg n_g/n_b$  формуласындағы  $n_b$  ди барионлар менен антибарионлардың санының айырмасы менен алмастырыў керек. Бирақ усы хәм буннан кейинги дәўирлердеги эволюцияның барысындағы процесслерде барионлар менен антибарионлардың санларының айырмасы сақланады<sup>91</sup>. Сонлықтан сол ўақытлары  $s \sim 10^9$  еди. Температура  $5 \cdot 10^{12} \text{ K}$  ге шекем төменлегенде фотонлар тәрәпинен нуклон-антинуклонлық жуплар арасындағы тең салмақлық бузылады. Нуклонлар менен антинуклонлар тийкарынан аннигиляцияға ушырайды хәм антибөлекшелер жетпей қалған артық нуклонлар сақланып қалады. Артық нуклонлар саны тең салмақлық дәўирдеги нуклонлар санының шама менен  $10^{-9}$  бөлегин ғана курайды. Ал усы жағдайға қарамастан сол артық нуклонлар хәзирги Әлемдеги затлардың тийкарын курайды. Егер сол азмаз артық нуклонлар болмағанда дүнья хәзирги ўақытлары «бослықтан» турған болар еди.

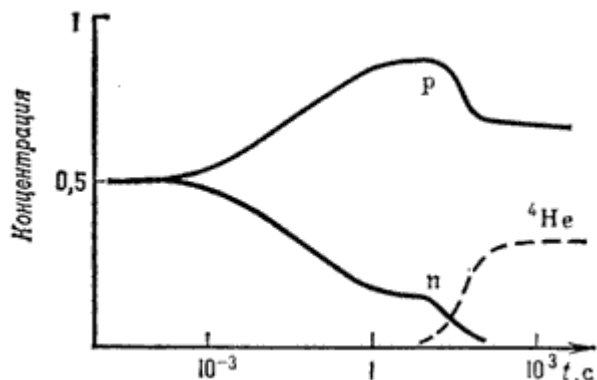
$T \gg 2 \cdot 10^{10} \text{ K}$  температурада электронлық нейтринолар бөлекшелер менен эффектив түрде тәсир етисиўден қалады. Нейтринолар стабил бөлекшелер болғанлықтан хәм олар затлар менен жүдә эззи тәсирлескенликтен. Олар ушын дүнья практикалық жақтан мөлдир болып табылады хәм олардың энергияларының тығызлығы тек Әлемнің кеңейиўиниң салдарынан кемейеди. Хәзирги ўақытлары космологиялық нейтринолық газдин (реликтивлик нейтриноның) температурасы шама менен  $2 \text{ K}$  ға, ал оның тығызлығы  $450$

<sup>90</sup> Протонлар менен нейтронлардың.

<sup>91</sup> Бул кубылысты барионлық зарядтың сақланыў нызамы деп атаймыз.

нейтрино\*см<sup>-3</sup> болуы керек (1 см<sup>3</sup> көлемдеги орташа 450 дин ишинде нейтриноның барлық типлери есапка алынған)<sup>92</sup>. Космологиялық нейтриноны бақлаудың (регистрациялаудың) усыллары елеге шекем исленип шығылмаған.

Соңғы экспериментлердин нәтижелери бойынша нейтриноның тынышлықтағы массасының болуы мүмкин<sup>93</sup>. Егер бул мағлыұматлар басқа экспериментлерде де тастыйықланса, онда нейтриноларды рекомбинация дәуиринен әдеуір бурын релятивистлик емес бөлекшелерге айланған, ал олардың массаларының хәзирги тығызлығы тиккелей бақланатуғын затлардың массасының тығызлығынан онлаған есе көп, хәтте тығызлықтың критикалық мәниси  $\rho_c$  ға жетеди деп жуўмақ шығарамыз. Солай етип нейтринолардың Әлемдеги затлардың орташа тығызлығына үлеси әдеуір үлкен шаманы курай алады.



5-сүүрет. Протонлар саны p менен нейтронлар саны n арасындағы қатнастың өзгеруі хәм <sup>4</sup>He нин пайда болуы Әлемнің кеңейуі басланғаннан кейин  $t \gg 100-200$  секундтан кейин жуўмақланады.

Ең ертедеги Әлемдеги протонлар менен нейтронлардың санлары арасындағы қатнас олардың массалары арасындағы айырма  $\Delta m = m_n - m_p > 0$  ( $\Delta mc^2 = 1,3$  МэВ) хәм температура менен анықланады. Мына  $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}$  хәм  $\nu + n \rightarrow p + e^-$  реакцияларының салдарынан үлкен тезлик пенен нейтронлардың протонларға хәм кери айланыуының салдарынан протонлар менен нейтронлардың санлары шама менен бирдей болған. Буннан кейин нейтронлар хәм температураға ғәрезли протонлар арасындағы тең салмақты анықлаушы (соған сәйкес кеңейудин басынан баслап өткен уақытты) формула  $n_n/n_p \sim \exp(-\Delta mc^2/kT)$  ға сәйкес нейтронлардың саны кемейеди.  $T \gg 5 \cdot 10^9$  К моментинде  $n_n/n_p$  қатнасы  $\gg 0,2$  шамасында турақласады.  $T$  ның шамасы  $(1-2) \cdot 10^9$  К ге шекем төменлегенде бир неше секунд дауам ететуғын ( $t \gg 1-3$  с) актив ядролық синтез дәуири басланады. Аман қалған нейтронлар хәм саны нейтронлардың санына тең болған протонлар биригеди хәм <sup>4</sup>He ядроларын пайда етеди (5-сүүрет). Есаплаулар бойынша <sup>4</sup>He ядроларына нуклонлардың улыұма массасының шама менен 25 проценти туўры келеди. Қалған 75 % алған протонлартики болады (водород ядролары). Басқа элементлер жүдә аз муғдарда пайда болады. Мысалы дәслепки дейтерийдин үлеси затлардың улыұма массасының 0,01% ғана курайды. Дейтерийдин муғдарына затлардың (барионлардың) орташа тығызлығы күшли тәсир етеди. Затлардың тығызлығы қаншама жоқары болса, соншама көп муғдардағы дейтерий жанады хәм <sup>4</sup>He ге айланады. Дейтерийдин тәжирийбелерде бақланып жүрген көплиги хәзирги уақытлары затлардың орташа тығызлығының киши екенлигинен дерек береді ( $\rho \gg 3 \cdot 10^{-31}$  г/см<sup>3</sup>).

Термоядролық реакциялар стадиясынан кейин де шама менен 300 000 мың жыл дауамында температура жоқары болып қалады хәм соның салдарынан затлар рекомбинация дәуирине шекем плазма халында қалады. Усы уақытлары протонлар электронлар менен биригеди хәм нейтраль водородқа айланады. Бираз ертерек нейтраль

<sup>92</sup> Электронлық, мюонлық хәм тау-нейтринолар нәзерде тутылмақта.

<sup>93</sup> <http://nature.web.ru/db/msg.html?mid=1167482&s=> адресиндеги «Нейтронлық осцилляциялар» деп аталатуғын мақалада «По данным Садбери, сумма масс трех сортов нейтрино заключена в интервале 0.05-8.4эВ, и следовательно, космологические нейтрино могут заключать в себе 0.1-18% массы Вселенной» мағлыұматы берилген (мақала 2001-жылы 6-июль күни жарық көрген).

гелий пайда болады. Усы дәслепки водород пенен гелийден кейинирек дәслепки жұлдызлар хәм галактикалар пайда болды деп болжайды.

## § 9. Жүдә ертедеги Әлем

Ең дәслепки нуклеосинтез дәуири Әлемнің эволюциясындағы туұрыдан-туұры баклау мағлыұматлары бар ең ертедеги дәуир болып табылады (4-сүүрет). Дәслепки гелийдің (соның менен бирге дейтерийдің) бакланып жүрген молшылығы  $T \sim 10^9$  К,  $\rho \sim 10^2$  г/см<sup>3</sup> хәм  $t \gg 100$  с болған дәуирдеги физикалық шараятлар хәкқында мағлыұматлар береді. Буннан да жоқары температуралар менен тығызлықлар «жүдә ертедеги Әлем» дәуири деп аталатуғын дәуирге тийисли.

$T \sim 10^{10}$  К температурасындағы жүдә ертедеги Әлем хәкқында реликтив электронлық нейтрино бойынша билиўге болар еди. Олар сол дәуирде басқа бөлекшелер менен тәсирлескенди тоқтатады. Бирақ оларды регистрациялау проблемасы еле шешилмеген.

Хәзирги ўақытлардағы элементар бөлекшелер теориясы  $T \sim 10^{13}$ - $10^{14}$  К (адронлық эра) температурада затлар көп санлы еркин кварклерди өз ишине алды деп болжайды<sup>94</sup>. Бул эра күшли тәсирлесіу теориясы тийкарында тәрипленетуғын болғанлықтан бул эра хәкқында үлкен исеним менен айтыўға болады.

Буннан да ертедеги дәуирдеги затлардың қәсийетлерин түсиніу ушын ( $T \sim 10^{14}$ - $10^{16}$  К) электроэззи тәсирлесіу теориясын қолланады. Бул тәсирлесіу теориясы электромагнитлик хәм эззи тәсирлесіулерди бир позициядан хәр қыйлы аралықлық бозонлардың қатнасыўындағы тәсирлесіу деп қарайды. Бул дәуирди аралықлық бозонлар дәуири деп атаўға болады. Себеби  $T \sim 10^{15}$  К температурада бирден бир электрэззи тәсирлесіуді жүзеге келтиретуғын көп сандағы аралықлық бозонлардың пайда болыуы ушын физикалық шараятлар пайда болады. Бул тәсирлесіудің теориясы баска аспектлерде экспериментлерде тастыйықланған.

Итимал, елде жоқары температураларда Әлемнің зарядлық жақтан симметриялы емес екенлигин излеу керек (барионлардың саны антибарионлардың санына қарағанда артық) Әлемдеги барионлық асимметрияның пайда болыуын түсиндириўге урыныўлар электромагнитлик, эззи хәм күшли тәсирлесіулерди бирлестиретуғын хәм барионлық зарядтың сақланбайтуғынлығын өз ишине алатуғын теорияны дүзиўге байланысly. Бул бирлескен теорияға сәйкес жоқарыда атап өтилген үш тәсирлесіудің барлығы да бөлекшелердің энергиялары шама менен  $10^{16}$  ГэВ (бул  $T \sim 10^{29}$  К температураға сәйкес келеди) болғанда бирдей мәниске ийе болады. Егер бирден бир тәсирлесіу  $T \sim 10^{29}$  К температурада хәкыйқаттан да орын алатуғын болса, онда оғада массалы ( $\sim 10^{-9}$  г) хәм жүдә қысқа жасайтуғын Х-бөлекшелеринің болыуы керек. Бул бөлекшелер бирден бир тәсирлесіуді тәмийинлейди. Х-бөлекшелери қатнасқан жағдайларда кварклердің лептонларға хәм лептонлардың кварклерге айланыуында барионлық зарядтың сақланбайтуғынлығы жүзеге келиуі керек<sup>95</sup>.

Солай етип жоқарыдағы параграфларда биз Эйнштейннің улыұмалық салыстырмалылық теориясы менен оның Фридман тәрепинен табылған стационар емес шешимлери тийкарында туратуғын стандарт космологиялық модель деп аталатуғын моделдің тийкарғы мазмуны хәм өзгешеликлери менен таныстық. Бирақ тилекке қарсы бул модель Әлемнің қурылысы менен қәсийетлерине байланысly бир қанша әхмийетли мәселелерди толық шеше алмайды. Олар мыналар: бир теклилик пенен изотроптылықтың пайда болыуы, горизонт проблемасы, Әлемнің ең дәслепки ыссы дәуиринде пайда болыуы мүмкин болған айырым экзотикалық бөлекшелердің (магнит монополлеринің)

<sup>94</sup> Бир бири менен күшли тәсир етисетуғын адронлар кварклерден турады.

<sup>95</sup> Бул айтылған гәплердің барлығы да гипотезалық болып табылады. Хәзирги ўақытлары пайда болған бирден бир теориялардың саны көп болғаны менен, олардың хеш қайсысы да көплеген фундаменталлық мәселелерди шеше алмайды. Сонлықтан олардың хеш қайсысы да Эйнштейннің салыстырмалылық теориясындай болып мойинланған жоқ.

жоқлығы хәм басқалар. Усы машқалаларды шешиў ушын 1980-жыллардан баслап инфляциялық космология пайда болды хәм ол хәзирги ўақытлары пүткил космологияның тийкаргы буўынына айланды.

## II бап. СТАНДАРТ КОСМОЛОГИЯНЫҢ ҚЫЙЫНШЫЛЫҚЛАРЫ ХӘМ ИНФЛЯЦИЯЛЫҚ КОСМОЛОГИЯНЫҢ ТИЙКАРЛАРЫ

### § 9. Стандарт (классикалық) космологияның қыйыншылықлары

Көп астрономиялық бақлаўларда дурыслығы дәлилленген Фридман космологиясы теориясы (Эйнштейн теңлемелериниң стационар емес шешими), ыссы Әлем модели (дәслепки нуклеосинтез, реликтив нурланыўдың түсиндирилиўи) тез арада көп санлы қыйыншылықларға дуўшакерлести. Солардың бири мынадай: Әлемниң масштаблық факторы  $R(t)$  ўақытқа байланыслы жүдә әстелик пенен өседи (тегис моделде  $t^{1/2}$  ге ямаса  $t^{2/3}$  ке пропорционал). Сонлықтан бурынлары (ертеде) киши  $t$  ўақытына жүдә үлкен масштаблық фактор  $R$  дың сәйкес келиўи керек. Классикалық космологияның парадокслары инфляциялық Әлем моделинде шешиледи. Бул моделде эволюцияның ең ертедеги стадияларында масштаблық фактор экспоненциал нызам бойынша өскен деп болжаў қабыл етиледи:

$$R(t) = R_0 * e^{Ht} \quad (14)$$

Масштаблық фактордың усындай болып өсиўи нызамы ушын Хабб турақлысы ўақытқа ғәрезли өзгермейди, яғный  $H = \frac{\dot{a}}{a} = \text{const}$ .

Енди горизонт машқаласын (себеплилик машқаласын) толығырақ қарайық.

Реликтив нурланыў ушын рекомбинация моментиндеги горизонттың физикалық өлшеми шама менен  $R(t_r)l_h \approx c*t_r$ . Сонлықтан мүйешлик өлшемлери  $\theta \sim (1+z_r)(t_r/t_0) \approx 2^\circ$  болған участкалары бир бири менен себеплилик пенен байланыспаған болыўы керек. Егер хәқыйқатында да усындай аўхал болып өткен болса затлар менен реликтив нурланыўдың соншама изотроплық тарқалыўы орын алған? Фридман моделлеринде горизонт кеңейиў басланғаннан бери өткен ўақытқа пропорционал өседи. Сонлықтан болажақта қәлеген область «горизонтқа киреди».

Горизонт машқаласын Әлемниң энтропиясы терминлеринде қайтадан дүзиў мүмкин. Хәзирги ўақытлардағы энтропия релятивистлик бөлекшелерде топланған (фотонларда, нейтриноларда). Өлшем бирлиги жоқ энтропия (яғный Больцман турақлысы  $k$  ның бирлигиндеги) релятивистлик бөлекшелер ушын көлем бирлигинде (бозон ба ямаса фермион ба, оларға ғәрезсиз)  $s \approx 4(n_\gamma + n_\nu + n_{\bar{\nu}} + \dots)$  ке тең. Хәзирги ўақытлардағы релятивистлик бөлекшелердиң тығызлығы (фотонлартики  $500$  дана/ $\text{см}^3$ , ал нейтринолартики  $400$  дана/ $\text{см}^3$ )  $500$  дана/ $\text{см}^3 + 400$  дана/ $\text{см}^3 = 900$  дана/ $\text{см}^3$ , демек бүгинги горизонттың ишиндеги Әлемниң энтропиясы

$$S_U \sim (c/H_0)^3 s \sim 10^{90} \quad (15)$$

Енди Әлемниң ең ертедеги дәўирдеги энтропиясын есаплаймыз. Салыстырмалы энтропия  $s \sim n \sim T^3$  болғанлықтан радиация басым болған дәўирдеги горизонт ишиндеги энтропия

$$S_{\text{HQR}} \sim (c/H)^3 T^3 \quad (16)$$

шамасына тең.



Энергиясының тығызлығы  $\rho_r = \alpha_r T^4$  шамасындағы релятивистлик плазма басым болған дәуірде Хаббл турақлысы төмендегі катнастардан анықланады:

$$H^2 / G \sim H m_{pl}^2 \sim T^4 \rightarrow H \sim T^2 / m_{pl}$$

Бул жерде  $m_{pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 10^{-5} \text{ г} \approx 10^{19} \text{ ГэВ}$  Планк массасы деп аталады. Солай етип горизонт ишінде Планк дәуірінде

$$S_{\text{HQR}} \sim (m_{pl} / T)^3 \sim 1.$$

Демек усыншама «ыссы» Әлем ең ертедегі дәуірлерде  $10^{90}$  дана бир бири менен себеплилик пенен байланыспаған областлардан турыуы керек. Олай болса бақланып атырған бир теклилик пенен изотроптылық қайдан келип шыққан?

Егер масштаблық фактор экспоненциал түрде өскен дәуір орын алған болса, онда дәслеп себеплилик пенен байланысқан областлар горизонттың үлкенлигинен ( $\sim cH^{-1}$ ) де көбирек қашықтықтарға тарқалып кеткен болар еди. Демек масштаблық фактордың әстелик пенен өсетуғын дәуірінде бул областлардың себеплилик пенен байланыспаған областлардай болып көриниуі таң қаларлық емес.

Ғақыйқатында да (14)-нызам ушын горизонттың физикалық өлшеми

$$I_h(t) = -\exp(Ht) \int_0^t \frac{cdt'}{\exp(Ht')} = -\frac{c}{H} \exp(Ht) \left[ -e^{-Ht} - 1 \right] = \frac{c}{H} \left[ e^{-Ht} - 1 \right]. \quad (17)$$

Ұақытқа байланыссы экспоненциал түрде тез өседі. Бирақ масштаблық фактор буннан да тезирек өседі. Демек, егер ұақыттың дәслепки моментінде еки бөлекше арасындағы қашықтық  $I_{12} < c/H$ , яғный олар себеплилик пенен байланысқан областта турған болса, онда  $I_{12}(t) \sim I_{12}(0) \exp(Ht)$  тезден горизонттың арғы тәрәпине өтип кетеді (яғный  $c/H$  тан үлкен болады). Бирақ усындай болса да бөлекшелер өзлериниң бұрынғы байланыслары ғаққында «есінде сақлайды».

Экспоненциал кеңейиудиң кинематикасын  $r_h = I_h / R(t)$  жолдас координаталардың өзгерислеринен де түсиндириуге болады. Өзиниң физикалық мәниси бойынша бөлекшениң жолдас координатасы оның Лагранжлық координатасы болып табылады хәм кеңейиу барысында өзгермейди. Атап айтқанда усы координаталарда кейинирек Әлемниң қурылысының қәлиплесиуине алып келетуғын дәслепки возмущениелердиң өсиуі процесслери үйрениледи.

Инфляция барысында горизонттың жолдас координатасы дерлик өзгериссиз қалады:

$$r_h = \frac{c}{R_0 H} \left[ -e^{-Ht} \right] = \frac{c}{R_0 H}. \quad (18)$$

Буннан экспоненциал кеңейиу барысындағы хәтте шексиз болажақта дәслеп радиусы  $c/H$  болған сфераның ишіндегі ноқатлар ғана жақтылық сигналлары менен алмаса алатуғынлығы келип шығады.

Керисинше Фридман дәуірінде  $R(t) \sim t^\alpha$ ,  $\alpha < 1$  горизонттың жолдас координатасы ұақыттың өсиуіши функциясы болып табылады ( $I_h / R(t) \sim t^{1-\alpha}$ ) хәм Фридман кеңейиуінде болажақта себеплилик пенен байланысқан областта барлық кеңислик жайласады.

$H^{-1} \cong t_{pl}$  қа сәйкес келиуіши Әлемниң «тууылыуы» ушын себеплилик пенен байланысқан областтың радиусы  $I_h \cong l_{pl} \approx 10^{-33}$  см. Бирақ экспоненциал кеңейиуде 70

Хаббл ўақытында бул стадияның  $t_{\text{infl}}$  ўақыты ишинде ол  $l_h \sim 10^{-3}$  см ге өседі. Бул шама горизонт машқаласын шешиў ушын жеткиликли. Инфляцияның ҳазирги заман моделлеринде  $Ht_{\text{infl}} > 100$ . Сонлықтан себеплилик пенен байланысқан областтың өлшемлери өтмиште де ҳазирги горизонттың өлшемлеринен әдеўир көп болған.

### § 10. Тегис дүнья машқаласы

Бул машқала эволюциясының ең ертедеги дәўирлеринде Әлемнің тығызлығы  $\rho$  ның критикалық тығызлық  $\rho_c$  ға жүдә жақынлығында (яғный  $\rho/\rho_c = \Omega_0 = 1$ ). Усы мәселени талқылаўды эпийайыластырамыз. Былайынша болжайық: дүньяның квантлық туўылыўы  $t_{\text{pl}} = 10^{-43}$  с ўақыт моментинде өткен болсын. Туўылған ўақыт моментиндеги дүньяның тәбийий радиусы  $l_{\text{pl}} = 10^{-33}$  см. Баҳалаў ушын кеңейиўди бәрхама дәрежели нызам  $R(t) \sim \sqrt{t}$  бойынша жүрди деп болжаймыз. Ҳазирге шекем  $t_0 = 10^{10}$  жыл хәм усыған сәйкес иймеклик радиусы  $R = (3 \cdot 10^{17} / 5 \cdot 10^{-44})^{1/2} \cdot 10^{-33} \sim 10^{-2}$  см болған болар еди.

Енди кери бағыттағы есаплаўлар жүргиземиз. Ҳазирги ўақытлардағы иймеклик радиусы  $R > R_H \sim 10^{28}$  см. Өтмишке кетип  $t_{\text{pl}}$  моменти ушын  $R(t_{\text{pl}}) \sim 10^{-2}$  см шамасын аламыз, ал горизонттың өлшеми болса  $l_{\text{pl}} \ll R(t_{\text{pl}})$ . Бул теңсизлик усы дәўирде Әлемнің  $l_{\text{pl}}/R(t_{\text{pl}}) \sim 10^{-31}$  шамасына шекемги дәлликте тегис екенлигин билдиреди ( $\Omega \sim 1/R^2$  термининде  $10^{-60}$  қа шекемги дәллик). Бундай жоқары дәлликте қалай түсиндириўге болады?

Усындай жуўмақларға дәлирек таллаўлар нәтийжесинде де келиўге болады. Ҳақыйқатында да масштаблық фактор ушын Фридман теңлемесин  $\Omega = \rho/\rho_c$  хәм Хаббл турақлысы  $H = \frac{\dot{a}}{a}$  арқалы да мына түрде жазыўға болады

$$|\Omega - 1| = \frac{c^2 |k|}{R^2 H^2} \quad (19)$$

Бул жерде  $k=0$  тегис модель ушын ямаса  $k=\pm 1$  жабық хәм ашық моделлер ушын. Бул аңлатпаның оң тәрәпи Хаббл узынлығы  $d_H = c/H$  тың иймеклик радиусы  $R = a/k$  ға қатнасы болып табылады. Фридман стадиясында  $R(t) \sim t^\alpha$ ,  $\alpha < 1$  хәм  $t \rightarrow \infty$  те  $|\Omega - 1| \sim t^{2(1-\alpha)} \rightarrow +\infty$ , яғный Хаббл радиусы иймеклик радиусына (масштаблық факторған) қарағанда тезирек өседі хәм  $aH$  шамасы барлық ўақытта кемейеди. Сонлықтан бизиң бақланатуғын Әлемимиздің тегис Әлемге жақынлығы бизге бир түрли болып көринеди.

Енди (19) дың оң тәрәпин дәслепки иймекликтен ғәрезсиз Әлем автомат түрде тегис болыўға умтылатуғындай етип кеңейиў барысында кемейтип көремиз. Бул шәрт ўақытқа ийе жолдас Хаббл координатасын киширейткенге эквивалент ( $d(c/aH)/dt < 0$ ). Буннан масштаблық фактор  $d^2 a/dt^2 > 0$  ға эквивалент талап аламыз. Бул шәрт  $R \sim R_0 e^{Ht}$  экспоненциаллық кеңейиўде орынланады.

### § 11. Антроплық принцип хәм инфляциялық космология

Физиклердің ең әхмийетли тилеклериниң бири фундаменталлық бөлекшелердің экспериментлерде анықланған барлық параметрлерин тәбийий түрде болжап анықлайтуғын теорияны дүзиў болып табылады. Бизиң әсиримизде сөзсиз пайда болатуғын усндай дурыс теория эпийайы хәм сулыў болады деп исениў керек.

Бирақ элементар бөлекшелердің көпшилик параметрлери тосыннан алынатуғын санлардың жыйнағына усайды. Мысалы электронның массасы протонның массасынан мың есе үлкен (әлбетте шама менен алғанда). Ал протонның өзи болса  $W$ -бозонның массасынан жүзлеген есе киши. Ал  $W$ -бозонның массасы болса фундаменталлық Планк массасынан  $10^{17}$  есе киши. Бирақ усыған қарамастан электронның массасының, жуқа

структураның турақлысы  $\alpha_e$  ниң, күшли тәсирлесіу константасы  $\alpha_s$  тиң, тартылыс турақлысы  $G = M_p^{-2}$  ның азмаз өзгерісі болған жағдайда биз билетуғын тиришиликтің типиниң пайда болмауыны әдеуір уақытлардан бери белгили<sup>96</sup>. Бир кеңісликлик өлшемди қосыу ямаса сол өлшемди алып таслау планеталар системаларының пайда болуы мүмкін емес еди. Хәқыйқатында да кеніслик-уақыттың өлшеми  $D > 4$  болса гравитациялық тәсирлесіу күши  $g^{-2}$  нызамынан тезирек кемейеди, ал  $d < 4$  болса улыұмалық салыстырмалылық теориясы бундай күштиң пүткиллей болмауыны тастыйықлайды. Бул сөзлер  $d \neq 4$  болған жағдайларда планеталар системасының пайда болмауыны айтып тур. Соның менен бирге биздей тиришилик ийелериниң Әлемде пайда болуы ушын Әлемниң өзи жеткиликли дәрежеде үлкен, геометриясы тегис, бир текли хәм изотроп болуы керек. Усылардың барлығы және де соларға қосымша бир қанша аргументлер тийкарында *антроплық принцип* деп аталатуғын принципти келтирип шығарды. Усы принципке сәйкес *биз Әлемди қандай болса, тап сондай етип көреміз, себеби тек усындай Әлемде ғана тиришиликтің хәм соған сәйкес бизиң өзимиздиң пайда болуымыздың мүмкиншилиги бар.*

Тап жақын уақытларға шекем көп илимпазлар өзиниң илимий жұмысларында антроплық принципти пайдаланбады. Бул принципке көп ушырасқан қатнас Колб пенен Тернердиң (Kolb хәм Turner) «Ертедеги Әлем» китабында «Авторлардың биреуіне усындай ақылға мууапық келмейтуғын антроплық усаған идеяның принцип қәддине шекем көтерилиуі пүткиллей түсиниксиз» деп берилген. (Kolb, 1990).

Бундай скептикалық қатнасты ақлауға болады. Әлбетте антроплық принципти пайдаланбай-ақ проблемалардың физикалық шешимін табыу әдеуір аңсатырақ (мысалы усындай машқала жоқ Әлемде ғана бизиң жасауымыз мүмкін дегенге қарағанда). Антроплық принципти қолланғанда бул принцип машқаланы шеше алмайды, ал тек ғана сүйенгендей ғана хызмет етеди.

Бирақ басқа көз-қараслардан бул принцип жүдә қурамалы хәм фундаменталлық машқалаларды шешіуге жәрдем береді. Бийкарлаудың орнына бул принципти хәр бир айқын жағдайда пайдаланыуға умтылуы керек.

Антроплық принциптиң тийкарынан еки түри бар: әззи хәм күшли антроплық принцип. Әззи антроплық принцип былай дейди: егер Әлем хәр қыйлы қәсийетлерге ийе бөлимлерден туратуғын болса, онда биз бизиң тиришилигимиз мүмкін болған бөлимінде жасаймыз. Бул көзге көринип турған жағдайдай болып қабыл етиледі. Бирақ Әлемде қәсийетлери хәр қыйлы болған областлар бар ма? деген сорау тууылады. Егер жоқ болса, онда электронның массасының хәм тәсирлесіулердиң турақлыларының өзгеріслери хәққындағы қәлеген гәплер мәниске ийе болмай қалады.

Күшли антроплық принцип мынаны тастыйықлайды: Әлем бизиң жасауымыз мүмкін болғандай болып жаратылған. Биринши рет еситилгенде бул тастыйықлау хәқыйқатлыққа тууры келмейтуғындай болып көринеди. Себеби адамзат Әлемниң тийкарғы қәсийетлери қәлиплескеннен  $10^{10}$  жылдан кейин пайда болды хәм сонлықтан ол Әлемниң қурылысына хәм ондағы элементар бөлекшелердиң қәсийетлерине хеш қандай тәсир ете алмайды.

Илимпазлар антроплық принципти Әлемди көп мәртебе жаратууға байланыстырды. Әлемди дәретиу менен ким шуғылланды, бизиң жасауымыз ушын жарамлы болған Әлемди дәретиудің қандай зәрүрлиги болды деген сорауларға жууап болмады. Қала берсе бизиң жасауымыз ушын қолайлы шараятларды пүткил Әлемде емес, ал Қуяш системасын өз ишине алатуғын үлкен емес областта жаратып қойғанда болмаспа еди? Мәселени қурамаластыруудың неге кереги бар еди?

Антроплық принцип пенен байланыслы болған машқалалардың көпшилиги инфляциялық космология пайда болғаннан кейин көп уақыт өтпей-ақ шешилди. Сонлықтан төменде сол инфляциялық космологияның тийкарғы принциптери гәп етиледі.

<sup>96</sup> Әлбетте  $G = M_p^{-2}$  теңлигиниң орын алуы ушын элементар бөлекшелер физикасында кеңнен пайдаланылатуғын  $h=c=1$  есаплау системасы қолланылады.

## § 12. Инфляциялық космология модели

Демек Әлемнің инфляциялық моделинің тийкарғы идеясы: ең ертедегі Әлемде «антигравитация» пайда ететуғын хәм соның салдарынан Әлемди  $\ddot{a} > 0$  тезленийі менен кеңейтүүге умтылатуғын материяның әдеттегидей емес формасы болған. Антигравитацияның айрықша бир нәрсе болып көринбеуі керек. Себеби улыўмалық салыстырмалық теориясы бойынша гравитациялық майданның дереги тек зат емес, ал басым да (импульс ағымы) майданның дереги болып табылады. Терис мәнисли басымды қадаған ететуғын ҳеш бир физикалық нызам жоқ. Соның менен бирге ҳазирги заман элементар бөлекшелер физикасы скаляр майданлар деп аталатуғын майданлардың бар екенлигин болжайды<sup>97</sup>. Бундай майданлардың бир қасийетлериниң бири базы бир жеткиликли дәрежедеги улыўмалық жағдайларда  $p = -\varepsilon$  хал теңлемесин жүзеге келтиреді (терис мәнисли басым!).

Егер Әлемнің қандай да бир ықтыярлы киши областында ертедеги стадияларда усындай майдан пайда болса  $p = -\varepsilon$  хал таңлемеси жағдайында масштаблық фактор ўақытқа ғәрезли экспоненциал нызам бойынша өседі:  $R(t) \sim e^{Ht}$ . Бул жерде  $H = \dot{a}/a = \text{const}$  Хаббл турақлысы болып табылады.  $H = \text{const}$  болғандағы (14) түриндеги шешим 1917-жылы Голландиялы физик Виллем де Ситтер тәрәпинен Эйнштейннің космологиялық турақлысы бар теңлемелерин шешіў арқалы алынды хәм сол кисиниң аты менен аталады. Терис мәнисли басым «антигравитация» түринде эффектив түрде Әлемди жүдә үлкен тезлик пенен кеңейтүүге мәжбүрлейди. Усы мәселени толығырақ талқылап өтеміз.

Фридман теңлемелеринен мынаған ийе боламыз (масштаблық факторды  $a$  хәриби жәрдемінде белгилейміз):

$$\frac{d^2 a}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3} \left( \rho + \frac{3p}{c^2} \right) a. \quad (\text{бул козғалыс теңлемеси болып табылады})$$

$$\frac{dp}{dt} = -3H \left( \rho + \frac{p}{c^2} \right). \quad (\text{бул үзликсизлик теңлемеси})^{98}$$

Сонлықтан  $p = -\varepsilon = -\rho c^2$  болған жағдайда  $\rho = \varepsilon = \text{const}$  хәм

$$a(t) = a_0 \exp \left[ \sqrt{\frac{8\pi G \rho}{3}} t \right] \quad (20)$$

энергияның тығызлығы турақлы болғандағы экспоненциаллық нызамына ийе боламыз (бул жағдайда басым күшлериниң жумысы кеңейгендеги энергияның кемеийўин толық компенсация кылады).

Тығызлық турақлы болғандағы областтың өлшемлериниң экспоненциаллық өсиўи областтың ишиндеги массаның «хеш нәрседен» өсиўине сәйкес келеді. Әлбетте бул жағдай биринши қарағанда қолайсыз жағдайдай болып көринеді. Бирақ энергияның сақланыў нызамы бул жерде бузылмайды: оң мәнисли энергияның өсими гравитациялық майданның терис мәнисли энергиясы менен дәл компенсацияланады. Ал гравитация

<sup>97</sup> Соны атап өтиў керек, ҳазирги заман физикасының принципери бойынша усы ўақытларға шекем экспериментлерде ашылмаған скаляр майданлар бөлекшелерге масса (инертлик) береді, ал векторлық майданлар бөлекшелердин динамикасын анықлайды.

<sup>98</sup> Усыған қосымша энергия ушын да теңлемениң бар екенлигин хәм оның  $\left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G \rho}{3} - \left( \frac{kc^2}{a^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3}$

түрине ийе болатуғынлығын атап өтеміз.

майданының терис мәнисли энергиясы болса кеңейиўши областтың ишинде «пайда болатуғын» оң энергия тәрәпинен пайда етиледі. Сонлықтан инфляциялық кеңейиў барысында толық энергия сақланады.

Буннан да формалырақ термодинамикалық қатнасты да қарап шығыў мүмкин (термодинамиканың биринши басламасын, яғный энергияның сақланыў нызамын). Кеңейиўде энтропияның сақланыўы керек (яғный  $dS=0$ ). Сонлықтан көлем элементиндеги энергияның өзгеріўин басым күшлериниң жумысы компенсациялайды:

$$D(\epsilon V) + p dV = 0$$

Басым  $p = -\epsilon$  екенлигин есапқа алсақ  $d\epsilon V + \epsilon dV - \epsilon dV = 0$  екенлигин табамыз. Демек көлем өзгергенде энергия өзгермейди екен.

Терис басымлы хал (антигравитация пайда ететуғын хал) принципиаллық жақтан турақлы емес. Бул хал өз-өзинен әдеттегидей гравитация пайда етиўши затларға ыдырайды (радиоактив ядролардың ыдырағанындай болып). Бул турақсыз халдың ыдыраўының характерли ўақыты Хаббл ўақыты  $1/H$  тай болып анықланады. Ыдыраў барысында әдеттеги затлардың релятивистлик бөлекшелери пайда болады (лептонлар, кварклер хәм олардың суперсимметриялы жолдаслары). Олардың бир бири менен соқлығысыўы хәм тәсир етисиўлери релятивистлик материя ушын хал теңлемесине ( $p = +\epsilon/3$ ) сәйкес тең салмақлыққа тезден келиўин тәмийинлейди. Жоқарыда аталып өтилген Фридман космологиясының парадокслерин шешиў ушын инфляция стадиясының (дәўириниң) 70 Хаббл ўақытындай даўам етиўи жеткиликли. Усындай ўақыт ишинде масштаблық фактор  $e^{70} \approx 10^{30}$  есе өседі хәм Фридман стадиясы басланатуғын моментте масштаблық фактордың шамасы  $10^{-33} \times 10^{30} = 10^{-3}$  см ди қурайды. Бул горизонт проблемасын шешиў ушын жеткиликли. Басланғыш тығызлық керекли дәлликте ( $10^{-60}$  дәллингінде!!!) 1 ге тең болады (Әлемниң тегис екенлиги машқаласының шешими)<sup>99</sup>. Масштаблық фактордың экспоненциаллық өсиминиң нәтийжесинде дәслепки квант флуктуациялары горизонттың арғы тәрәпинен кетеди, ал кейинги стадияларда горизонт ишине және де «жиреди». Усының менен бир қатар Әлемниң қурылысының қәлиплесиўи ушын зәрүрли болған возмущениелердиң басланғыш спектри генерацияланады.

Солай етип инфляция стадиясы  $10^{-34}$  с ишинде өлшеми шама менен 0,01 см көлем ишинде жүдә ыссы дәслепки затты «таярлайды». Ал бул область болса инерциясы бойынша  $\ddot{a} < 0$  менен кеңейеди. Бул ыссы Әлем модели («Үлкен партланыў») болып табылады. Енди «партланыўдың» орнын инфляция дәўири (стадиясы) ийелейтуғынлығы түсиникли болды.

Ертедеги Әлемдеги Фридман стадиясына шекем кеңейиўдиң инфляциялық стадиясының орын алғанлығына гүға болатуғын аргументлерди атап өтеміз:

1. Әлемниң үлкен энтропиясы ( $\sim 10^{90}$ ). Инфляция моделинде усындай үлкен сан масштаблық фактордың 70 есе үлкейиўиниң «қуны» менен алынады.

2. Бир текли хәм изотроплы Хаббл кеңейиўиниң орын алыўы. Бул ертедеги Әлемдеги антигравитацияның тәсири сыпатында тәбийий түрде алынады.

3. Үлкен масштабларда Әлемниң бир теклиги менен изотропиясы (горизонт машқаласы). Барлық флуктуациялардың инфляцияға шекемги дәўирлердеги себепли байланысының бар екенлиги менен түсиндириледі.

4. Әлемниң толық тығызлығының критикалық тығызлыққа жақынлығы (дәл тең екенлиги деп айта аламыз, бул Әлемниң геометриясының тегис екенлиги машқаласы). Тығызлықтың дәслепки шамасынан гәрәзсиз инфляция стадиясында зәрүрли болған дәлликте  $\Omega \rightarrow 1$ .

<sup>99</sup> [66] ның авторларының реликтив нурларды изертлеў барысында берген мағлыұматлары бойынша Әлемниң ҳақыйқый диаметри 78 миллиард жақтылық жылына тең болыўы керек. Ал ҳәзирги заман техникасы болса 14 миллиард жақтылық жылына тең қашықлықлар шегин көре алады (горизонт машқаласы).

5. Магнит монополлериниң жоқлығы<sup>100</sup>. Үлкен партланыўдың стандарт моделинде бундай монополлер  $T \sim 10^{16}$  ГэВ пайда болады хэм оның Әлемниң тығызлығына қосқан үлесі хәзирги күнлери Әлемниң орташа тығызлығынан  $10^{12}$  есе үлкен болар еди. Инфляция моделинде болса инфляцияға шекем пайда болған монополлер экспоненциаллық кеңейиўде бир биринен сонша аралықларға қашықласады, олардың саны хәзирги горизонттиң иши ушын хеш қандай қәўип пайда етпейди.

6. Хәр қандай мүйешлик масштаблардағы реликтив нурлардың флукуацияларының фазаласқан (бирдей фазаларға түсирилген) осцилляциялары (Сахаров тербелислери). Бул инфляцияға шекемги дәўирлердеги себеплилик пенен байланысқан областтың ишиндеги дәслепки флукуациялардың пайда болыўының туўрыдан-туўры себеби.

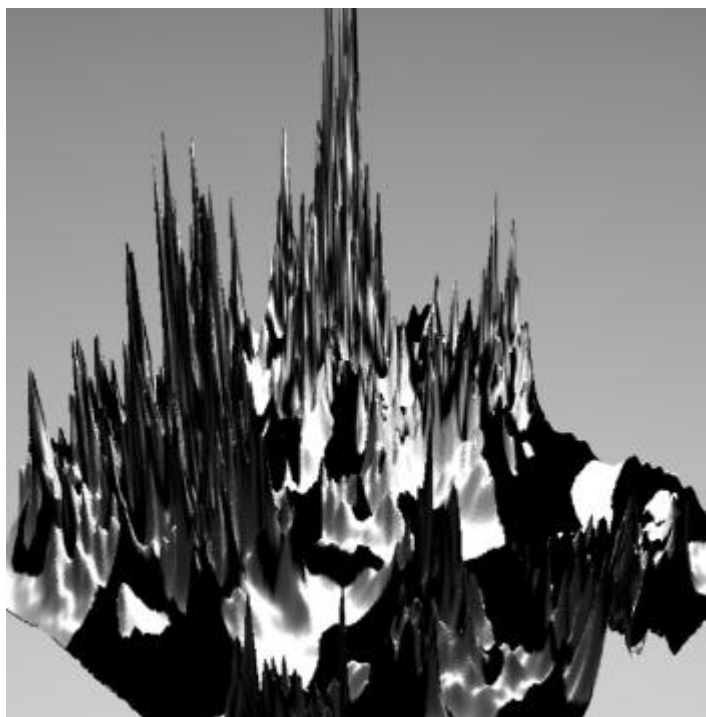
Ең ақырында мәңги инфляция модели (мәңги хаотик инфляция) ҳаққында қысқаша гәп етемиз. Оның мәниси төмендегидей: Әлемдеги бир орында басланған инфляция тоқтай алмайды. Хәқыйқатында да радиоактивли ыдыраўдан паркы, инфляциядағы антигравитация пайда етиўши субстанцияның (дәслепки заттың) әдеттеги затларға ыдыраўы инфляция тәрәпинен ийеленген областтың өлшемлериниң экспоненциаллық өсиўине алып келеди. Ал бул областтағы әдеттеги затлар менен ийеленген область киши (себеби әдеттеги затлар әстелениў менен кеңейеди). Солай етип барлық Әлем кеңейиўши инфляциялық фаза менен толған болады, ал соның ишинде әдеттеги материяның себеп пенен байланыспаған шексиз көп «атаўлары» пайда болады ("бизиң Әлемимиз" болса сол атаўлардың бири).

Усындай теориялардың мүмкин болған нәтийжелерин демонстрациялаў ушын хаотик инфляция процессиндеги еки скаляр майданнан туратуғын системаның эволюциясының компьютерлик моделин қарап шығамыз. Мейли  $\phi$  инфлатон, яғный инфляцияны пайда етиўши (туўдырыўшы) майдан. Оның шамасы әлемниң<sup>101</sup> еки өлшемли кесиминдеги  $\phi(x, y)$  бетиниң бийиклиги менен берилген.  $\chi$  майданы симметрияның спонтан бузылыў теориясындағы мүмкин болған майданның типі. Егер майдан берилген ноқатта эффектив потенциалдың еки минимумының ишиндеги бир халға туўры келсе қара менен бояймыз, ал екінши халға сәйкес келсе ақ түрге бояймыз. Булар симметрияның бузылыўының хәр қыйлы типлерине, яғный төменги энергияларда физиканың ызымларының хәр қыйлы жыйнақларына сәйкес келеди.

Дәслеп барлық инфляциялық область қара хэм еки майданның тарқалыўы бир текли болған. Буннан кейин область экспоненциаллық үлкен масштабларға шекем кеңейеди хэм хәр қыйлы қәсийетлерге ийе экспоненциаллық үлкен доменлерге бөлінген болады (6-сүүрет). Сүүреттеги хәр бир пик Планк тығызлығына сәйкес келеди хэм жаңа Үлкен партланыўдың басы сыпатында қаралыўы мүмкин. Ол жерде физиканың ызымлары жүдә тез өзгереді. Бирақ бул ызымлар  $\phi$  майданы киши орынларда (яғный 6-сүүреттиң жайпаўытларында) өзгермейди. Скаляр майданлардың квантлық флукуациялары Әлемди экспоненциаллық жақтан үлкен областларға бөледі. Хәр бир областта төменги температураларда хэм хәр қыйлы тығызлықларда өзине тән физиканың ызымлары хуқим сүреді.

<sup>100</sup> Магнит монополлериниң бар екенлиги биринши рет П. Дирак тәрәпинен болжап айтылды. Оның массасы  $10^{16}$  ГэВ болыўы керек. Экспериментлерде еле бақланған жоқ.

<sup>101</sup> Бул жерде айқын бизиң Әлемимиз ҳаққында гәп етилип атырған жоқ.



6-сүурет. Әлемнің өзін-өзі қайта тууы процессіндегі скаляр майданлар  $\phi$  пенен  $\chi$  ның әдеттегидей тарқалыуы. Тарқалыудың бийиклиги инфляцияны болдыратуғын  $\phi$  майданының шамасын сәулелендиреди. Егер  $\chi$  майданы эффектив потенциалдың еки минимумының биринде жайласса бет қара менен боялған, ал сол майдан минимумның екіншисинде жайласса бет ақ пенен боялған. Киши энергияларда хәр қыйлы областлардағы физиканың нызамлары хәр қыйлы. «Таўлардың» ең жоқарғы ноқатлары (төбелери) квантлық флуктуациялар скаляр майданларды Планк тығызлығына қайтаратуғын ноқатларға сәйкес келеди. Базы бир мәнислерде усындай хәр бир ноқатты жаңа Үлкен партланыудың басы (басланғыш ноқаты) деп қараўға болады.

Скаляр майданлардың квантлық секириулеринің нәтийжесинде әлем киши энергияларда физиканың хәр қыйлы нызамларына ийе шексиз көп санлы экспоненциаллық үлкен областларға бөлінген болып шығады. Усы областлардың хәр қайсысы соншама үлкен болап, оны айырым бир әлем деп қараўға мүмкин болады. Сол әлемлерде жасаўшы тиришилик ийелери оның шегараларынан экспоненциал түрде қашық жасап, басқа қәсийетлерге ийе басқа әлемлердің бар екенлигин биле алмайды.

Егер усы сценарий дурыс болып шықса физика илими өзінше әлемнің бизге тийисли бөлегинің барлық қәсийетлерин толық түсиндирип бере алмайды. Бир физикалық теория хәр қыйлы қәсийетлерге ийе әлемнің хәр қыйлы областларын тәрипнлей алады. Усы сценарийге сәйкес биз бизиң физикалық нызамларға ийе әлемнің төрт өлшемли областында жасаймыз. Бул басқада өлшемлерге ийе ямаса басқа нызамларға ийе областлардың бар болыу мүмкиншилигинің жоқлығынан ямаса итималлылығының кемлигинен емес, ал ондай областларда биздегидей типтеги тиришиликтің болыуы мүмкин емес.

Усыннан эззи антроплық принциптин дурыс екенлиги дәлилленеди. Бизиң жасаўымыз ушын зәрүрли болған жағдайларға хәм қәсийетлер менен параметрлерге, сондай-ақ физиканың нызамларына ийе әлемди арнаўлы түрде дәретип отырыудың кереги болмай қалады. Инфляциялық әлем сырттан тәсирсиз-ақ физиканың барлық мүмкин болған нызамларыны ийе экспоненциаллық үлкен областларды туўады (пайда етеди). Сонлықтан бизиң жасаўымыз ушын шараятлардың үлкен областларда пайда болғанлығына таңланбаўымыз керек. Егер сондай шараятлар дәслепп тек бизиң этирапымызда пайда болған болса, онда инфляция бундай шараятларды әлемнің бақланатуғын бөлиминің барлығында да пайда етеди.

## Инфляциялық космология бойынша улыұмалық жуұмақлар

А.Эйнштейннің улыұмалық салыстырмалылық теориясынан хэм А.А.Фридманның бир текли, изотроп стандарт космологиялық модельдің (классикалық космологияның) көп санлы баклаў нәтийжелерин, кеңейиўши Әлемнің қәсийетлерин тийкарынан дурыс тәриплеитиўғынлығы бир қанша айқын мысалларда атап өтилген.

Классикалық космологияның бир қанша машқалаларды шешиўде үлкен қыйыншылықларға ушыраитиўғынлығы айқын мысалларда қарап шығылған (бир теклилик пенен изотропия, әлем жайласқан кеңисликтің геометриясының тегис екенлиги, әлемдеги затлар менен майданлардың толық энергиясының тығызлығының критикалық тығызлыққа тең екенлиги, горизонт машқаласы).

Классикалық космология шеше алмайтиўғын бир қатар машқалалардың көпшилигин инфляциялық космологияның (инфляциялық космологиялық модельдің) табыслы түрде шеше алатиўғынлығы айқын мысалларда көрсетилди.

### Пайдаланылған әдебиятлар дизими

#### Стандарт космология:

1. Mark Trodden and Sean M. Carroll. Introduction to Cosmology. arXiv:astro-ph/0401547 v1 26 Jan 2004.
2. Emilio Elizalde. Cosmology: Techniques and Observations. arXiv:gr-qc/0409076 v1 20 Sep 2004.
3. М.В.Сажин. Анизотропия и изотропия реликтивного излучения. Последние данные. УФН. Т. 174. № 2. 2004. 197-205.
4. А.А. Фридман. О кривизне пространства. <http://www.astronet.ru/db/msg/1186218>
5. S. Perlmutter *et al.* [Supernova Cosmology Project], *Astrophys. J.* **517** (1999) 565. Home Page <http://scp.berkeley.edu/>
6. W. L. Freedman *et al.*, *Astrophys. J.* **553** (2001) 47.
7. A. G. Riess *et al.* [High-z Supernova Search], *Astron. J.* **116** (1998) 1009. Home Page <http://cfa-www.harvard.edu/cfa/oir/Research/supernova/>
8. J. Garc'ia-Bellido in *European School of High Energy Physics*, ed. A. Olchevski (CERN report 2000-007); e-print Archive: hep-ph/0004188.
9. R. A. Knop *et al.*, e-print Archive: astro-ph/0309368.
10. A. G. Riess *et al.*, e-print Archive: astro-ph/0402512.
11. S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* **61** (1989) 1. The SuperNova/Acceleration Probe Home page: <http://snap.lbl.gov/>
12. R. Srianand, P. Petitjean and C. Ledoux, *Nature* **408** (2000) 931.
13. S. Burles, K.M. Nollett, J.N. Truran, M.S. Turner, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 4176;
14. S. Burles, K.M., Nollett, M.S. Turner, "Big-Bang Nucleosynthesis: Linking Inner Space and Outer Space", e-print Archive: astro-ph/9903300.
15. K. A. Olive, G. Steigman and T. P. Walker, *Phys. Rept.* **333** (2000) 389; J. P. Kneller and
16. G. Steigman, "BBN For Pedestrians," *New J. Phys.* **6** (2004) 117 [arXiv:astro-ph/0406320].
17. Particle Data Group Home Page, <http://pdg.web.cern.ch/pdg/>
18. D. N. Spergel *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 175.
19. J.C. Mather *et al.*, *Astrophys. J.* **512** (1999) 511.
20. C.L. Bennett *et al.*, *Astrophys. J.* **464** (1996) L1. The IRAS Point Source Catalog Web page: <http://www-astro.physics.ox.ac.uk/~wjs/pscz.html>



21. W.L. Freedman, "Determination of cosmological parameters", Nobel Symposium (1998), e-print Archive: hep-ph/9905222.
22. R.D. Blandford and T. Kundic, "Gravitational Lensing and the Extragalactic Distance Scale", eprint Archive: astro-ph/9611229.
23. N.A. Grogin and R. Narayan, *Astrophys. J.* **464** (1996) 92.
24. M. Birkinshaw, *Phys. Rep.* **310** (1999) 97.
25. The Chandra X-ray observatory Home Page: <http://chandra.harvard.edu/>
26. W. L. Freedman *et al.*, *Astrophys. J.* **553** (2001) 47
27. C.M. Baugh *et al.*, "Ab initio galaxy formation", e-print Archive: astro-ph/9907056; *Astrophys. J.* **498** (1998) 405.28.
29. F. Prada *et al.*, *Astrophys. J.* **598** (2003) 260.
30. M. Bartelmann *et al.*, *Astron. & Astrophys.* **330** (1998) 1; M. Bartelmann and P. Schneider, *Phys. Rept.* **340** (2001) 291
31. M. Colless *et al.* [2dFGRS Collaboration], "The 2dF Galaxy Redshift Survey: Final Data Release," e-print Archive: astro-ph/0306581. The 2dFGRS Home Page: <http://www.mso.anu.edu.au/2dFGRS/>
32. M. Tegmark *et al.* [SDSS Collaboration], *Astrophys. J.* **606** (2004) 702; *Phys. Rev. D* **69** (2004) 103501. The SDSS Home Page: <http://www.sdss.org/sdss.html>
33. G.G. Raffelt, "Dark Matter: Motivation, Candidates and Searches", European Summer School of High Energy Physics 1997. CERN Report pp. 235-278, e-print Archive: hep-ph/9712538.
34. P.J.E. Peebles, "Testing GR on the Scales of Cosmology," e-print Archive: astro-ph/0410284.
35. M. C. Gonzalez-Garcia, "Global analysis of neutrino data," e-print Archive: hep-ph/0410030.
36. S.D. Tremaine and J.E. Gunn, *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 407; J. Madsen, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 999.
37. J. Primack, D. Seckel and B. Sadoulet, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 751; N.E. Booth, B.
38. Cabrera and E. Fiorini, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **46** (1996) 471.
- 39 C. Kraus *et al.*, "Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay," e-print Archive: hep-ex/0412056.
40. H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, *Mod. Phys. Lett. A* **16** (2001) 2409; *Mod. Phys. Lett. A* **18** (2003) 2243.
41. R. Bernabei *et al.*, "Dark matter search," *Riv. Nuovo Cim.* **26N1** (2003) 1. DAMA Home Page, <http://www.lngs.infn.it/lngs/htexts/dama/welcome.html>
42. K. A. Olive, "Dark matter candidates in supersymmetric models," arXiv:hep-ph/0412054.
43. D. S. Akerib *et al.* [CDMS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 211301; D. S. Akerib *et al.*, *Phys. Rev. D* **68** (2003) 082002.
44. B. Ahmed *et al.*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **124** (2003) 193; *Astropart. Phys.* **19** (2003) 691. UKDMC Home Page at <http://hepwww.rl.ac.uk/ukdmc/>
45. M. Bravin *et al.*, *Astropart. Phys.* **12** (1999) 107.
46. G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, *Phys. Rep.* **267** (1996) 195.  
The Alpha Magnetic Spectrometer Home Page: <http://ams.cern.ch/AMS/>
47. F. Halzen *et al.*, *Phys. Rep.* **307** (1998) 243; M. Ackermann *et al.* [The AMANDA Collaboration], "Search for extraterrestrial point sources of high energy neutrinos with AMANDA-II using data collected in 2000-2002," e-print Archive: astro-ph/0412347.
48. D.A. Vandenberg, M. Bolte and P.B. Stetson, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34** (1996) 461; e-print Archive: astro-ph/9605064.
49. B. Chaboyer, P. Demarque, P.J. Kernan and L.M. Krauss, *Science* **271** (1996) 957; *Astrophys. J.* **494** (1998) 96.

50. C.H. Lineweaver, *Science* **284** (1999) 1503.
51. U. Seljak et al., e-print Archive: astro-ph/0407372.
52. P. Crotty, J. Lesgourgues and S. Pastor, *Phys. Rev. D* **69** (2004) 123007; S. Hannestad, "Neutrino mass bounds from cosmology," e-print Archive: hep-ph/0412181.
53. M. Beltr'an, J. Garc'ia Bellido, J. Lesgourgues, A. R. Liddle and A. Slosar, "Bayesian model selection and isocurvature perturbations," e-print Archive: astro-ph/0501477.
54. A.A. Starobinsky, *Sov. Astron. Lett.* **11** (1985) 133. LIGO Home Page: <http://www.ligo.caltech.edu/>
55. VIRGO Home Page: <http://www.virgo.infn.it/>
56. Boomerang Home Page: <http://oberon.roma1.infn.it/boomerang/>
57. Microwave Anisotropy Probe Home Page: <http://map.gsfc.nasa.gov/>
58. Planck Home Page: <http://astro.estec.esa.nl/Planck/>
59. M. Tegmark Home Page: <http://www.hep.upenn.edu/~max/cmb/experiments.html>
60. U. Seljak and M. Zaldarriaga, CMBFAST code Home Page: <http://www.cmbfast.org/>
61. A. Lewis and A. Challinor, CAMB code Home Page: <http://camb.info/>
62. CMB Polarization experiment Home Page: <http://www.mssl.ucl.ac.uk/www-astro/submm/CMBpol1.html>
63. ACT experiment Home Page: <http://www.hep.upenn.edu/act/>
64. L.A. Page, "Measuring the anisotropy in the CMB", e-print Archive: astro-ph/9911199.
65. J. Kovac et al., *Nature* **420** (2002) 772; DASI Home Page: <http://astro.uchicago.edu/dasi/>
66. Spergel, D. N., Starkman, D. N. & Komatsu, E. *Preprint*, <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0310233> (2004).

#### **Инфляциялық космология:**

1. Andrei Linde. Prospects of Inflation. arXiv:hep-th/0402051 v2 15 Feb 2004.
2. Antoniadis, I., Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S. and Dvali, G. R. (1998) "New dimensions at a millimeter to a Fermi and superstrings at a TeV," *Phys. Lett. B* **436**, 257 [arXiv:hep-ph/9804398].
3. Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S. and Dvali, G. R. (1998) "The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter," *Phys. Lett. B* **429**, 263 [arXiv:hep-ph/9803315].
4. Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S., Dvali, G. R. and Kaloper, N. (2000) "Manyfold universe," *JHEP* **0012**, 010 [arXiv:hep-ph/9911386].
5. Banks, T., Dine, M., and Motl, L. (2001) "On anthropic solutions of the cosmological constant problem," *JHEP* **0101**, 031 [arXiv:hep-th/0007206].
6. Bludman, S. A. and Roos, M. (2002) "Quintessence cosmology and the cosmic coincidence," *Phys. Rev. D* **65**, 043503 [arXiv:astro-ph/0109551].
7. Borde, A., Guth, A. H. and Vilenkin, A. (2001) "Inflation is not past-eternal," arXiv:gr-qc/0110012.
8. Bousso, R. and Polchinski, J. (2000) "Quantization of four-form fluxes and dynamical neutralization of the cosmological constant," *JHEP* **0006**, 006 [arXiv:hep-th/0004134].
9. Donoghue, J. F. (2000) "Random values of the cosmological constant," *JHEP* **0008**, 022 [arXiv:hep-ph/0006088].
10. Felder, G., Garcia-Bellido, J., P. B. Greene, Kofman, L., Linde, A. D. and Tkachev, I. (2001) "Dynamics of symmetry breaking and tachyonic preheating," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 011601, hep-ph/0012142.
11. Feng, J. L., March-Russell, J., Sethi, S. and Wilczek, F. (2001) "Saltatory relaxation of the cosmological constant," *Nucl. Phys. B* **602**, 307 [arXiv:hep-th/0005276].
12. Garcia-Bellido, J. and Linde, A. D. (1995) "Stationarity of inflation and predictions of quantum cosmology," *Phys. Rev. D* **51**, 429 [arXiv:hep-th/9408023].
13. Garriga, J. and Vilenkin, A. (2000), "On likely values of the cosmological constant," *Phys. Rev. D* **61**, 083502 [arXiv:astro-ph/9908115].

14. Garriga, J. and Vilenkin, A. (2001a), "A prescription for probabilities in eternal inflation," Phys. Rev. D **64**, 023507 [arXiv:gr-qc/0102090].
15. Garriga, J. and Vilenkin, A. (2001b), "Solutions to the cosmological constant problems," Phys. Rev. D **64**, 023517 [arXiv:hep-th/0011262].
16. Garriga, J. and Vilenkin, A. (2002) "Testable anthropic predictions for dark energy," arXiv:astro-ph/0210358.
17. Kallosh, R. and Linde, A. D. (2002) "M-theory, cosmological constant and anthropic principle," arXiv:hep-th/0208157.
18. Kofman, L., Linde, A. D. and Starobinsky, A. A. (1997) "Towards the theory of reheating after inflation," Phys. Rev. D **56**, 3258 [arXiv: hep-ph/9704452].
19. Linde, A. D. (1998) "Quantum creation of an open inflationary universe," Phys. Rev. D **58**, 083514 [arXiv:gr-qc/9802038].
20. Linde, A. D., Linde, D. A. and Mezhlumian, A. (1996) "Nonperturbative Amplifications of Inhomogeneities in a Self-Reproducing Universe," Phys. Rev. D **54**, 2504 [arXiv:gr-qc/9601005].
21. Linde, A. D. and Mezhlumian, A. (1996) "On Regularization Scheme Dependence of Predictions in Inflationary Cosmology," Phys. Rev. D **53**, 4267 [arXiv:gr-qc/9511058].
22. Martel, H., Shapiro P. R. and Weinberg, S. (1998) "Likely Values of the Cosmological Constant," Astrophys. J. **492**, 29. arXiv:astro-ph/9701099.
23. Page, D. N. (2002) "Mindless Sensationalism: A Quantum Framework for Consciousness," in: *Consciousness: New Philosophical Essays*, Eds. Q. Smith and A. Jokic. Oxford, Oxford University Press. arXiv:quant-ph/0108039.
24. Randall, L, and Sundrum, R. (1999) "A large mass hierarchy from a small extra dimension," Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 [arXiv:hep-ph/9905221].
25. Rees, M. (2000) *Just Six Numbers: The Deep Forces that Shape the Universe*, Basic Books, Perseus Group, New York.
26. Tegmark, M. (1998) "Is \*the theory of everything\* merely the ultimate ensemble theory?" Annals Phys. **270**, 1 [arXiv:gr-qc/9704009].
27. Turok, N. (2002) "A Critical Review Of Inflation," Class. Quant. Grav. **19**, 3449 (2002).
28. Vanchurin, V., Vilenkin, A. and Winitzki, S. (2000) "Predictability crisis in inflationary cosmology and its resolution", Phys. Rev. D **61**, 083507 [arXiv:gr-qc/9905097].
29. Vilenkin, A. (1995) "Predictions From Quantum Cosmology", Phys. Rev. Lett. **74**, 846 [arXiv:gr-qc/9406010].
30. Wheeler, J A. (1990) "Information, Physics, Quantum: The Search for Links," in: *Complexity, Entropy and the Physics of Information*, ed. W.H Zurek, Addison-Wesley, pp. 3-28.