

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ РОССИЙСКОЙ  
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ШАБАЛИН АЛЕКСАНДР НИКОЛАЕВИЧ

КИНЕТИКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО  
ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ И ПОТОК ЖЕСТКОГО  
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ  
ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

01.03.02 — Астрофизика и звездная астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

Чариков Юрий Евгеньевич

Санкт-Петербург — 2020

# Оглавление

<b>ВВЕДЕНИЕ .....</b>	<b>4</b>
<b>ГЛАВА 1. КИНЕТИКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ И ГЕНЕРАЦИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ .....</b>	<b>27</b>
<b>1.1. Введение .....</b>	<b>27</b>
1.1.1. Структура магнитного поля в активной области .....	27
1.1.2. Распределение концентрации плазмы во вспышечной петле .....	30
<b>1.2. Динамика пучка ускоренных электронов в плазме вспышечных петель. Кинетическое уравнение .....</b>	<b>31</b>
1.2.1. Расчет жесткого рентгеновского и радиоизлучения .....	37
<b>1.3. Моделирование жестких рентгеновских источников в вершине вспышечных петель .....</b>	<b>38</b>
1.3.1. Модель изотропного распределения ускоренных электронов .....	41
1.3.2. Модель анизотропного распределения ускоренных электронов .....	47
<b>1.4. Динамика энергетических спектров ускоренных электронов и жесткого рентгеновского излучения .....</b>	<b>55</b>
1.4.1. Приложение .....	65
<b>1.5. Влияние величины потока ускоренных электронов на яркость источников жесткого рентгеновского излучения .....</b>	<b>67</b>
<b>1.6. Влияние степени ионизации плазмы на характеристики жесткого рентгеновского излучения во вспышечной петле .....</b>	<b>75</b>
<b>1.7. Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения .....</b>	<b>92</b>
<b>1.8. Спектр временных задержек .....</b>	<b>98</b>
<b>1.9. Влияние длительности инжекции .....</b>	<b>112</b>
<b>1.10. Выводы к главе 1 .....</b>	<b>113</b>
<b>ГЛАВА 2. ДИФфуЗИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ .....</b>	<b>116</b>

<b>2.1. Введение</b> .....	<b>116</b>
<b>2.2. Рассеяние электронов на магнитных флуктуациях</b> .....	<b>117</b>
2.2.1. Случай изотропного распределения электронов .....	117
2.2.2. Случай анизотропного распределения электронов .....	125
<b>2.3. Рассеяние электронов на однородной стационарной ионно-звуковой турбулентности</b> .....	<b>137</b>
<b>2.4. Влияние магнитных флуктуаций и ионно-звуковой турбулентности на поляризацию рентгеновского излучения</b> .....	<b>153</b>
<b>2.5. Влияние магнитных флуктуаций и ионно-звуковой турбулентности на спектр временных задержек</b> .....	<b>162</b>
2.5.1. Влияние магнитных флуктуаций на спектр временных задержек.....	162
2.5.2. Влияние ионно-звуковой турбулентности на спектр временных задержек.....	168
<b>2.6. Анализ спектров временных задержек в событии 13 мая 2013 года</b> .....	<b>176</b>
<b>2.7. Выводы к главе 2</b> .....	<b>180</b>
<b>ГЛАВА 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК НА СОЛНЦЕ</b> .....	<b>184</b>
<b>3.1. Событие 10 ноября 2002 года</b> .....	<b>185</b>
3.1.1. Анализ наблюдательных данных .....	185
3.1.2. Результаты моделирования .....	188
<b>3.2. Событие 23 сентября 2014 года</b> .....	<b>194</b>
3.2.1. Анализ наблюдательных данных .....	194
3.2.2. Результаты моделирования .....	200
<b>3.3. Выводы к главе 3</b> .....	<b>208</b>
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	<b>211</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА</b> .....	<b>219</b>

## Введение

Одним из наиболее ярких проявлений солнечной и звёздной активности является кратковременное выделение энергии из локальных областей в атмосфере звезды, регистрируемое в широком диапазоне длин волн от радио до гамма-излучения. Основным структурным элементом короны и хромосферы звезд являются магнитные петли. Общая энергия самых мощных кратковременных вспышечных событий на звёздах часто превышает солнечные на несколько порядков. Последнее может быть связано с вовлечением в процесс большего числа магнитных структур, так как число пятен на поверхности атмосферы, например, красных карликовых звезд, оказывается в десятки раз выше, чем на Солнце [176]. Ввиду схожести процессов, происходящих в атмосферах звезд средних и малых масс, с солнечными, для интерпретации кривых и спектров излучения вспышек на звездах активно используют солнечно-звездные аналогии. Тем не менее, необходимо учитывать и отличия звезд других классов от Солнца. Например, больший размер магнитных петель, более высокая яркостная температура радиовсплесков на звёздах типа dMe [56, 73]. Различия обусловлены особенностями переноса энергии в подфотосферных слоях звезды и скоростью ее вращения. Однако удаленность подобных космических объектов не позволяет получать детальную информацию о процессах и параметрах излучающих областей.

Что касается Солнца (класс G2V), то ввиду своей близости к Земле возможно проведение уникальных наземных и космических наблюдений с высоким временным, пространственным и энергетическим разрешением. Современные наземные телескопы и космическая аппаратура позволяют изучать структуры на Солнце с характерным размером порядка 100 км, с разрешением по времени вплоть до десятков миллисекунд [14, 57, 112, 134, 158] и энергетическим разрешением  $\sim 1$  кэВ в рентгеновском диапазоне энергий. В последние годы на космических аппаратах *Yohkoh* и *RHESSI* зарегистрированы локальные источники жесткого рентгеновского излучения с максимумами яркости не только в основаниях, но также над вершиной петли [117] и/или в вершине петли [84, 118, 167]. Кроме того, наблюдались смещения положения локальных источников рентгеновского (мягкого 3-15 кэВ и жесткого 15-500 кэВ), ультрафиолетового и радио излучений в пространстве [35, 63, 64], оцениваются изменения размеров локальных рентгеновских источников в разных диапазонах энергии [34, 146]. В отдельных вспышках регистрируется гамма излучение (0.5МэВ –

1ГэВ), в континууме, и в линиях в результате ядерных реакций (0.5-8МэВ) и аннигиляции позитронов и электронов (511кэВ) [83]. Однако, следует отметить, что несмотря на существенный прогресс в наблюдениях локальных источников в рентгеновском, радио-, ультрафиолетовом диапазонах электромагнитного спектра во время вспышек, непосредственные наблюдения процесса энерговыделения, связанного с перестройкой магнитного поля и ускорением заряженных частиц, в настоящее время осуществить не удастся. Поэтому, чтобы подойти к решению центральной задачи физики солнечных и звездных вспышек о механизмах накопления, энерговыделения и ускорения, необходимо решать задачи о распространении ускоренных частиц в плазме вспышечных магнитных петель с привлечением данных наблюдений электромагнитного излучения.

Наиболее часто обсуждаются модели энерговыделения в основе которых лежат процессы магнитного пересоединения [147, 160, 163]. Развиваются и альтернативные модели, например, основанные на баллонной неустойчивости [159] или представлении магнитной петли в виде электрической цепи [177]. Ускорение частиц может происходить на квазистационарных электрических полях, фронтах ударных волн и плазменной турбулентности [179].

Для объяснения наблюдательных данных активно развиваются аналитические и численные методы. В основном, развиваются подходы на основе решения уравнений магнитной гидродинамики и уравнений физической кинетики [2, 36, 74, 120, 124, 150, 152]. Ускорение заряженных частиц, их распространение в плазме вспышечной петли и гидродинамический отклик (нагрев и испарение) рассматриваются, как правило, отдельно ввиду сложности каждого из этих процессов. Только в последнее время появились единичные работы, объединяющие эти процессы [13, 113]. Помимо сложности объединения кинетических и динамических процессов, множество неопределенностей вызывает диагностика параметров среды, таких как распределение магнитного поля в короне и хромосфере, распределение концентрации плазмы вдоль петли, степень ионизации плазмы в хромосфере и ее зависимость от высоты.

**Целью диссертационной работы** является разработка методов определения параметров ускоренных электронов и тепловой плазмы во вспышечных магнитных петлях по результатам наблюдений в микроволновом и жестком рентгеновском излучении. Особое внимание уделяется определению характеристик ускоренных

электронов в момент их инжекции в магнитную петлю: энергетический спектр, питч-угловое распределение, временные и пространственные характеристики. Для достижения поставленной цели были сформулированы и решены задачи, которые можно подразделить на:

#### *методические*

1. Разработка метода численного интегрирования одномерного нестационарного многопараметрического релятивистского кинетического уравнения Фоккера-Планка для моделирования процессов переноса ускоренных электронов в плазме вспышечной петли.
2. Разработка методов расчета потока жесткого рентгеновского излучения и степени его поляризации во вспышечной магнитной петле с учетом положения на диске Солнца.

#### *модельные*

1. Расчет эволюции (пространственной и временной) функции распределения ускоренных электронов для модельно задаваемых распределений:
  - стационарного магнитного поля, распределения концентрации плазмы в хромосфере, полученного на основе наблюдений в жестком рентгеновском диапазоне RHESSI,
  - параметров пучка: энергетического спектра, питч-углового распределения, локализации инжекции в петле.
2. Анализ влияния эффектов магнитного отражения электронов, обратного тока, ионно-звуковой турбулентности, магнитных флуктуаций на распределение яркости жесткого рентгеновского излучения вдоль петли в различные фазы вспышки.

#### *для реальных солнечных вспышек*

1. Отбор солнечных вспышечных событий, зарегистрированных на приборах RHESSI, радиогелиографе Нобеяма, SDO, SOHO для последующего моделирования.
2. Проведение сравнительного анализа наблюдательных данных с целью определения начальных и граничных условий для задачи численного моделирования распространения ускоренных электронов в отобранных событиях.

3. Определение угловых, энергетических, пространственных, временных характеристик, инжектируемых в магнитные петли ускоренных электронов в событиях, отобранных на предыдущем этапе, с целью ограничения параметров моделей ускорения заряженных частиц.
4. Определение спектра временных задержек жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек.
5. Определение степени линейной поляризации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек.

### **Научная новизна**

- Создан алгоритм расчета эволюции функции распределения ускоренных электронов с учетом дополнительных к кулоновскому процессам рассеяния на магнитных неоднородностях и ионно – звуковой турбулентности.
- Впервые с учётом данных процессов рассчитаны распределение яркости жесткого рентгеновского излучения, степени его поляризации и потока микроволнового радиоизлучения вдоль вспышечной петли с учетом положения на диске Солнца.
- Впервые исследовано влияние ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуаций на энергетическое,pitch-угловое и пространственное распределение ускоренных электронов в магнитной петле с учетом парных столкновений, магнитного отражения электронов, индукционного электрического поля.
- Разработанная методика впервые применена к реальным солнечным вспышкам, в результате чего для нескольких событий дано объяснение пространственных, спектральных характеристик рентгеновского и радиоизлучения, определены оптимальные параметры плазмы вспышечной магнитной петли и пучка ускоренных электронов.
- Впервые изучено влияние ионно-звуковой турбулентности, магнитных флуктуаций и эффектов, связанных с распространением электронов, на спектры временных задержек и степень линейной поляризации в жестком рентгеновском диапазоне из локальных источников.

### **Научная и практическая значимость**

*Научная значимость определяется*

- Созданием алгоритма расчета пространственно-временной эволюции пучков ускоренных электронов в неоднородной плазме магнитных петель в активных областях атмосферы Солнца и звёзд. Кинетика распространения ускоренных электронов определяется функцией инжекции электронов, столкновительными процессами в кулоновском поле и индуцированном поле обратного тока, рассеянием на флуктуациях магнитного поля и турбулентных модах, таких как ионно-звуковая. Учитываются процессы магнитного отражения в неоднородном магнитном поле.
- Возможностью проведения диагностики вспышечной плазмы - определения концентрации тепловой плазмы и ее изменения вдоль магнитной петли, определения основных характеристик ускоренных электронов в момент инжекции в замкнутую магнитную структуру: спектра, пространственного и углового распределений *in situ*.
- Возможностью ограничения параметров моделей ускорения электронов (распределения по энергии и питч-углам) по данным регистрации электромагнитного излучения наземными и космическими средствами для конкретных солнечных событий и рассматриваемой кинетической модели системы плазма - пучок.

### *Практическая значимость*

Ввиду распространенности процессов ускорения заряженных частиц в космосе (звездные вспышки, магнитосферы планет, космические лучи, атмосферы нейтронных звезд, радио джеты), разработанный пакет программ по расчету функции распределения ускоренных электронов с учетом различных мод турбулентности, вычислению тормозного жесткого рентгеновского излучения с учетом ориентации магнитных структур относительно наблюдателя, может быть применён для решения широкого круга астрофизических задач. Например, для моделирования переноса ускоренных протонов в солнечных и звёздных вспышках, моделирования распространения заряженных частиц в межпланетной среде.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Разработка алгоритма диагностики питч-углового, энергетического и пространственного распределений ускоренных электронов, инжектируемых во вспышечную магнитную петлю. Метод основан на решении релятивистского

нестационарного кинетического уравнения для ускоренных электронов, в котором учитываются процессы переноса электронов в неоднородном магнитном поле и коронально-хромосферной плазме вспышечных петель, рассеяние на ионах плазмы, ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуациях, а также магнитное отражение и эффекты обратного тока.

2. Результаты расчета характеристик жесткого рентгеновского и микроволнового излучений для различных моделей системы пучок ускоренных электронов - плазма вспышечной петли.
3. Результаты обработки данных, полученных в наблюдениях на спутниках RHESSI, SOHO, SDO и радиоастрономической обсерватории Nobeyama. Анализ пространственных и энергетических характеристик электромагнитного излучения вспышечных областей на диске Солнца, определение геометрии и величины магнитного поля в области вспышки.
4. Результаты расчета характеристик жесткого рентгеновского и микроволнового излучений для вспышечных событий 10 ноября 2002г, 03:06UT и 23 сентября 2014г, 23:11UT для различных моделей источника ускоренных электронов и вспышечной плазмы. Определение параметров источника ускоренных электронов и плазмы для вспышечных событий 10 ноября 2002г, 03:06UT и 23 сентября 2014г, 23:11UT.
5. Результаты анализа энергетических спектров временных задержек для различных моделей источника ускоренных электронов и вспышечной плазмы. Обоснование трех типов спектров энергетических задержек.

### **Достоверность полученных результатов**

Алгоритм и разностные методы численного счета проверены путем сравнения численных результатов при решении упрощенного по числу операторов уравнения Фоккера - Планка с аналогичными частными аналитическими решениями. Достоверность полученных результатов подтверждена признанием полученных результатов при их обсуждении на Всероссийских и международных конференциях и публикациями в рецензируемых журналах.

### **Личный вклад автора**

Постановка задач и интерпретация результатов производились совместно с соавторами. Обработка наблюдательных данных, разработка пакета программ по

расчету кинетики электронов и жесткого рентгеновского излучения проводились автором самостоятельно.

### **Апробация работы**

Результаты диссертационной работы докладывались на следующих Всероссийских и международных конференциях:

- ✓ Российская молодежная конференция по физике и астрономии «ФИЗИКА.СПБ», Санкт-Петербург, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 23-24 октября, 2013
- ✓ IX ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе", ИКИ РАН, Москва, 10-14 февраля, 2014
- ✓ RADIOSUN WorkShop on Solar Flares and Energetic Particles, Saint-Petersburg, Russia, August 11-15, 2014
- ✓ XVIII Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2014», ГАО РАН, Санкт-Петербург, 20-24 октября, 2014
- ✓ X ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе", ИКИ РАН, Москва, 16-20 февраля, 2015
- ✓ XIX Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2015», ГАО РАН, Санкт-Петербург, 5-9 октября, 2015
- ✓ XI ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе", ИКИ РАН, Москва, 15-19 февраля, 2016
- ✓ The 5th RadioSun Workshop and Summer School, České Budějovice, Czech Republic, May 23-27, 2016
- ✓ XX Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2016», ГАО РАН, Санкт-Петербург, 10-14 октября, 2016
- ✓ XII ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе", ИКИ РАН, Москва, 6-10 февраля, 2017
- ✓ XXI Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2017», ГАО РАН, Санкт-Петербург, 9-13 октября, 2017
- ✓ XIII ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе", ИКИ РАН, Москва, 12-16 февраля, 2018

- ✓ XXII Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2018», ГАО РАН, Санкт-Петербург, 8-12 октября, 2018
- ✓ XIV ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе", ИКИ РАН, Москва, 11-15 февраля, 2019
- ✓ XXIII Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2019», ГАО РАН, Санкт-Петербург, 7-11 октября, 2019
- ✓ XV ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе", ИКИ РАН, Москва, 10-14 февраля, 2020

а также на научных семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург), Ondrejov observatory (Чехия), ГАО РАН (Санкт-Петербург).

Практической апробацией работы является успешное выполнение проектов:

- ФЦП «Кадры» 1.5 №8524
- Программа РАН №9, 22, 28
- РФФИ №14-02-00924 «Радио и рентгеновская диагностика ускоренных электронов в солнечных вспышках»
- Международного проекта RADIOSUN FP7-PEOPLE-2011-IRSES-295272- Marie Curie Action "International Research Staff Exchange Scheme"
- РФФИ №17-12-01378 «Транзиентные события солнечного, галактического и внегалактического происхождения в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне: наблюдения и моделирование»
- РФФИ мол\_a № 18-32-00405 «Разработка модели инжекции и распространения ускоренных электронов в солнечных вспышках»

### **Публикации по теме диссертации**

Автор имеет 34 опубликованных работ по теме диссертации, в том числе 15 статей в научных журналах, рекомендованных ВАК, и 19 работ в материалах Всероссийских и международных конференций и симпозиумов.

*Рецензируемые журналы:*

1. Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Кудрявцев И.В. Жесткое рентгеновское излучение ускоренных электронов в петельной структуре магнитного поля во время

- солнечных вспышек // Научно-Технические ведомости Санкт-Петербургского Государственного Политехнического Университета. - 2013. Vol. 4–1, № 182. - p. 154–165.
2. Charikov Y.E., Aptekar R.L., Golenetsky S. V., Kudryavtsev I. V., Kuznetsov S.A., Melnikov V.F., Pal'shin V.D. [и др.]. Analysis of hard X- and gamma-rays and microwave emissions during the flare of July 18, 2002 // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2014. Vol. 54, № 8. - p. 1058–1066.
  3. Charikov Y.E., Globina V.I., Shabalin A.N., Elfimova E.P. Simulation of hard X-ray time delays in solar flares // *St. Petersburg Polytechnical University Journal: Physics and Mathematics*. - 2015. Vol. 1. - p. 199–206.
  4. Charikov Y.E., Shabalin A.N. Influence of magnetic turbulence on the propagation of accelerated electrons and hard X-ray brightness distribution in solar flares // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2015. Vol. 55, № 8. - p. 1104–1111.
  5. Charikov Y.E., Globina V.I., Shabalin A.N., Elfimova E.P. Localization of electron acceleration in solar flares based on the spectrum analysis of hard X-ray time delays // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2015. Vol. 55, № 7. - p. 1000–1007.
  6. Charikov Y.E., Shabalin A.N. Hard X-ray generation in the turbulent plasma of solar flares // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2016. Vol. 56, № 8. - p. 1068–1074.
  7. Charikov Y.E., Shabalin A.N., Kuznetsov S.A. Modeling of Physical Processes by Analysis of Hard X-Ray and Microwave Radiations in the Solar Flare of November 10, 2002 // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2017. Vol. 57, № 8. - p. 1009–1017.
  8. Ovchinnikova E.P., Charikov Y.E., Shabalin A.N., Vasilyev G.I. The contribution of the albedo for photons to the intensity of hard X-ray emission of solar flares // *St. Petersburg Polytechnical University Journal: Physics and Mathematics*. - 2017. Vol. 3, № 3. - p. 284–291.
  9. Charikov Y.E., Shabalin A.N., Ovchinnikova E.P., Lysenko A.L., Kuznetsov S.A. Energy Spectra and Time Delays of Hard X-Rays of Solar Flares in Konus-Wind and RHESSI Experiments // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2018. Vol. 58, № 8. - p. 1050–1056.
  10. Ovchinnikova E.P., Charikov Y.E., Shabalin A.N., Vasilyev G.I. Compton Scattering of the Hard X-Ray Flux of Solar Flares with Various Angular Anisotropies of Hard X-Ray Sources // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2018. Vol. 58, № 7. - p. 1008–1013.

11. Charikov Y.E., Shabalin A.N., Ovchinnikova E.P. Time evolution of the Energy Spectra of Accelerated Electrons and Hard X-Rays from Local Sources of Solar Flares // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2018. Vol. 58, № 7. - p. 1001–1007.
12. Shabalin A.N., Ovchinnikova E.P., Globina V.I., Charikov Y.E. Accelerated Electron Propagation Model for the Flare Arcade of the September 23, 2014, Event from RHESSI, SDO, and Nobeyama Radioheliograph Observations // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2019. Vol. 59, № 8. - p. 1128–1138.
13. Globina V.I., Shabalin A.N., Ovchinnikova E.P., Charikov Y.E. Quasi-Periodic Hard X-Ray Pulsations in Solar Flares Based on RHESSI and Konus-Wind Data // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2019. Vol. 59, № 7. - p. 890–897.
14. Ovchinnikova E.P., Charikov Y.E., Shabalin A.N. X-ray of the 2017 September 10 Solar Flare // 2019, *J.Phys.:Conference Series*, 1400, 022028
15. Charikov Y.E., Shabalin A.N., Ovchinnikova E.P. Simulation of Accelerated Electron Beam with a Fine Time Structure in Flare Loop Plasma // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2019. Vol. 59, № 7. - p. 870–877.

*Сборники трудов конференций:*

1. Чариков Ю.Е., Глобина В.И., Шабалин А.Н., Елфимова Е. Пространственная локализация процесса ускорения электронов в магнитных петлях на основе анализа спектров временных задержек жесткого рентгеновского излучения в солнечных вспышках // Сборник трудов XVIII всероссийской ежегодной конференции с международным участием «Солнечная и солнечно-земная физика 2014», ГАО РАН
2. Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е. Моделирование процессов распространения ускоренных электронов в солнечных вспышках // Труды XVIII всероссийской ежегодной конференции с международным участием «Солнечная и солнечно-земная физика 2014», ГАО РАН
3. Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е. Влияние флуктуаций магнитного поля вспышечной петли на энергетический спектр и пространственное распределение жесткого рентгеновского излучения // Сборник трудов XIX Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2015», ГАО РАН

4. Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е. Моделирование физических процессов на основе анализа жесткого рентгеновского и микроволнового излучений в солнечной вспышке 10 ноября 2002г // Сборник трудов XX Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2016», ГАО РАН
5. Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е. Жесткое рентгеновское излучение ускоренных электронов в частично ионизованной плазме солнечных вспышек // Сборник трудов XXI Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2017», ГАО РАН
6. Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Лысенко А.Л., Ватагин П.В., Кузнецов С.А. Энергетические спектры и временные задержки жесткого рентгеновского излучения вспышек, зарегистрированных в эксперименте КОНУС – ВИНД, RHESSI // Сборник трудов XXI Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2017», ГАО РАН
7. Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е. Жесткое рентгеновское излучение ускоренных электронов в частично ионизованной плазме солнечных вспышек // Сборник трудов XXI Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2017», ГАО РАН, с.377-380, 2017
8. Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Лысенко А.Л., Ватагин П.В., Кузнецов С.А. Энергетические спектры и временные задержки жесткого рентгеновского излучения вспышек, зарегистрированных в эксперименте КОНУС – ВИНД, RHESSI // Сборник трудов XXI Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2017», ГАО РАН
9. Чариков Ю.Е., Овчинникова Е.П., Шабалин А.Н. Динамика энергетических спектров ускоренных электронов и жесткого рентгеновского излучения локальных источников солнечных вспышек // Сборник трудов XXI Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2017», ГАО РАН, с.369-372, 2017
10. Овчинникова Е.П., Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Васильев Г.И. Влияние комптоновского рассеяния на поток жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек // Сборник трудов XXI Всероссийской ежегодной

конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика - 2017»,  
ГАО РАН

11. Овчинникова Е.П., Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е., Опарин И.Д. Определение параметров вспышечной плазмы и пучка ускоренных электронов в солнечной вспышке 10 сентября 2017 г. по данным RHESSI, SDO // Труды XXII Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018» (8 – 12 октября 2018 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург), Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2018, С. 319-322. DOI: 10.31725/0552-5829-2018-319-322
12. Овчинникова Е.П., Шабалин А.Н., Глобина В.И., Чариков Ю.Е. Анализ пространственной структуры, спектра жесткого рентгеновского излучения, временных задержек в событии 23 сентября 2014 г по данным наблюдений RHESSI, SDO, Nobeyama Radioheliograph // Труды XXII Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018» (8 – 12 октября 2018 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург), Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2018, С. 315-318. DOI: 10.31725/0552-5829-2018-315-318
13. Глобина В.И., Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Чариков Ю.Е. Квазипериодические пульсации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек по данным RHESSI, Konus-Wind // Труды XXII Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018» (8 – 12 октября 2018 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург), Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2018, С. 107-110. DOI: 10.31725/0552-5829-2018-107-110
14. Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е., Овчинникова Е.П. Моделирование процессов распространения пучков электронов с тонкой временной структурой в плазме вспышечной петли // Труды XXII Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018» (8 – 12 октября 2018 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург), Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2018, С. 405-408. DOI: 10.31725/0552-5829-2018-405-408
15. Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Глобина В.И., Чариков Ю.Е., Кузнецов С.А. Модель распространения ускоренных электронов для вспышечной аркады события 23 сентября 2014 г. с учетом данных наблюдений RHESSI, SDO,

- Nobeyama Radioheliograph // Труды XXII Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018» (8 – 12 октября 2018 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург), Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2018, С. 409-412. DOI: 10.31725/0552-5829-2018-409-412
16. Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н. Кинетика пучка ускоренных электронов с учетом гидродинамического отклика вспышечной плазмы // Труды XXIII Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2019» (7 – 11 октября 2019 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург), Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2019, С. 435-438. DOI: 10.31725/0552-5829-2019-435-438
17. Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е. Субсекундные спайки рентгеновского излучения в солнечных вспышках: кинематика ускорения и распространения ускоренных электронов // Труды XXIII Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2019» (7 – 11 октября 2019 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург), Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2019, С. 443-446. DOI: 10.31725/0552-5829-2019-443-446
18. Шабалин А.Н., Глобина В.И., Чариков Ю.Е., Овчинникова Е.П. Моделирование квазипериодических вариаций жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек в системе плазма – пучок ускоренных электронов // Труды XXIII Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2019» (7 – 11 октября 2019 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург), Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2019, С. 439-442. DOI: 10.31725/0552-5829-2019-439-442
19. Опарин И.Д., Чариков Ю.Е., Овчинникова Е.П., Шабалин А.Н. Влияние электрон – электронного тормозного излучения на поток и энергетический спектр жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек // Труды XXIII Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2019» (7 – 11 октября 2019 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург), Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2019, С. 313-316. DOI: 10.31725/0552-5829-2019-313-316

## **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 229 страниц, включая 103 рисунка и 8 таблиц. Список литературы содержит 185 библиографических наименований.

### **Краткое содержание диссертационной работы**

Во **Введении** обсуждается новизна, научная и практическая значимость, актуальность и цель данной работы, приведены результаты, выносимые на защиту, кратко изложено содержание работы и личный вклад автора.

Материал **Главы 1** изложен в работах [A1-3, A5, A9, A13, A15]. В главе 1 обоснован кинетический подход при решении задачи эволюции системы вспышечная плазма - пучок ускоренных электронов. Детально обсуждаются процессы взаимодействия электронов с частицами вспышечной плазмы. Взаимодействие электронов с полями турбулентных мод рассматривается отдельно в Главе 2. Особое внимание уделено анализу моделей пучка и плазмы при которых становится возможным наблюдение жестких рентгеновских источников в **вершине магнитной вспышечной петли в активных областях на Солнце**. В диссертации рассматривается магнитная структура, которую мы будем соотносить со вспышечной петлей. Здесь и далее под вспышечной петлей понимается трубка магнитного поля, в сечении которой сохраняется магнитный поток. Площадь сечения в вершине принимается порядка  $\sim 10^{16-18} \text{см}^2$ . Длина петли порядка  $10^9-10^{10} \text{см}$ . Рассмотрено влияние на распределение жесткого рентгеновского излучения и распределение электронов *in situ* pitch-угловой, энергетической, пространственной зависимости ускоренных электронов в источнике, градиента и симметрии магнитного поля, распределения концентрации и степени ионизации фоновой плазмы. Исследовано влияние индуцированного электрического поля на характеристики жесткого рентгеновского излучения. Рассмотрены изменения в пространственно - временном распределении степени поляризации рентгеновского излучения и в спектрах временных задержек рентгеновского излучения.

В **параграфе 1.1** приведен краткий обзор литературы, посвященной вопросам моделирования вспышечных магнитных петель, ускорения и переноса электронов, задания магнитного поля и профиля концентрации ионизованной плазмы в короне и хромосфере. В **параграфе 1.2** сформулирована задача кинетики распространения пучка

ускоренных электронов в магнитоактивной плазме вспышечных петель. Приведено нестационарное одномерное релятивистское кинетическое уравнение Фоккера-Планка для функции распределения ускоренных электронов и выражения, учитывающие потери энергии и угловое рассеяние ускоренных электронов при кулоновских соударениях с частицами плазмы вспышечной петли и в результате возникновения индуцированного электрического поля, рассеяние на магнитных неоднородностях, ионно-звуковой турбулентности, а также влияние обратного тока на питч-угловое распределение ускоренных электронов.

В параграфе 1.3 приводятся результаты расчета эволюции вдоль петли и во времени функции распределения ускоренных электронов для различных значений градиента и конфигурации (симметрии/асимметрии) магнитного поля, феноменологически заданного распределения концентрации плазмы вспышечной петли, различных энергетического и питч-углового распределений ускоренных электронов в момент их инжекции в вершину замкнутой магнитной петли. По рассчитанным распределениям электронов вычисляются распределения потока жесткого рентгеновского излучения вдоль петли в различные моменты времени в разных диапазонах энергии. Плотность потока энергии ускоренных электронов задавалась значением  $F_{el}=10^{10}$  эрг  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ , что соответствует вспышкам GOES M-класса. Особое внимание уделено моделям, в которых яркий рентгеновский источник возникает в корональной части петли. В модели **изотропного** распределения ускоренных электронов в вершине петли с симметричным магнитным полем и отношением  $V_{\max}/V_0=7$ , жестким энергетическим спектром  $\delta=3$  распределение яркости ЖР излучения локализовано в основаниях и вершине вспышечной петли. Яркость источника в вершине составляет  $\sim 15\%$  от общей яркости вдоль петли и возрастает до значений  $\sim 38\%$  при повышении концентрации плазмы в вершине от  $6.5 \cdot 10^9 \text{см}^{-3}$  до  $5 \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$ . При этом яркость ЖР излучения в основаниях практически не меняется. Возрастание потока ЖР излучения в вершине наблюдается также и при смягчении энергетических спектров электронов в источнике - с возрастанием показателя спектра  $\delta$  от значения 3 до (5-7), поскольку поток ЖР излучения в основаниях уменьшается из-за снижения количества высокоэнергичных электронов. При уменьшении отношения  $V_{\max}/V_0$  с 7 до 2 количество захваченных электронов в вершине уменьшается, что приводит к уменьшению яркости ЖР излучения в этой части петли на  $\sim 5\%$ .

Для **квазипродольного** пичч-углового распределения электронов  $S(\alpha)=\cos^6(\alpha)$  в модели симметричной магнитной ловушки с инжекцией электронов в вершину петли, с высоким градиентом магнитного поля  $V_{\max}/V_0=7$  и высокой концентрацией плазмы в корональной части петли  $5 \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$  рентгеновская яркость источника ЖР излучения в вершине размывается вдоль петли вплоть до переходного слоя, то есть локализованный в вершине источник **не возникает**. Изменение параметров плазмы и магнитного поля в сторону их уменьшения также не приводит к локализации ЖР излучения в вершине петли.

Противоположная ситуация возникает при начальном **квазиперечном** распределении ускоренных электронов  $S(\alpha)=\sin^8(\alpha)$ . Даже при низкой концентрации плазмы в вершине  $6.5 \cdot 10^9 \text{см}^{-3}$  существенная доля ускоренных электронов оказывается захваченной в ловушке из-за эффективного отражения в магнитном поле в верхней её части, что обеспечивает **яркость ЖР излучения в вершине ~94% яркости всей петли**. Фактически должен наблюдаться одиночный яркий источник.

Таким образом, процессы кулоновского рассеяния и магнитного отражения в симметричном магнитном поле вспышечной петли обуславливают возникновение ЖР источников: одного в вершине и двух в основаниях **при изотропном** распределении ускоренных электронов в момент инжекции; двух источников, локализованных в основаниях петли **при квазипродольном** угловом распределении и одного одиночного источника ЖР излучения в вершине **при квазиперечном** распределении электронов.

Магнитные поля в активных областях обычно имеют сложную пространственную конфигурацию - симметрия относительно вершины петли может отсутствовать. В модельной задаче рассматривалось асимметричное относительно вершины распределение магнитного поля. Задавалось смещение минимума магнитного поля в область петли, отстоящую от вершины на  $s=b_1 = -2 \cdot 10^9 \text{см}$ . При этом, в правом основании сходимости поля задается высоким значением отношения  $V_{\max}/V_0=7$ , а в левом она существенно уменьшается до 1.6. Как показали расчеты, влияние отношения  $V_{\max}/V_0$  и концентрации плазмы в вершине нивелируется при нарушении симметрии магнитного поля.

Следует подчеркнуть, что первоначально задаваемое распределение ускоренных электронов (независимое по энергии и пичч-углу) в процессе распространения вдоль

вспышечной петли видоизменяется и для разных энергий питч-угловая зависимость электронов становится также различной.

Анализ динамики спектров излучения и ускоренных электронов представлен в **параграфе 1.4**. Современные измерения с высоким пространственным разрешением позволяют получить вид энергетических спектров ЖР излучения из локальных источников для мощных солнечных вспышек. При моделировании эволюции пучка ускоренных электронов были рассчитаны функции распределения электронов вдоль петли (параграф 1.3) после чего они были использованы при расчете энергетических спектров ЖР излучения как из локальных источников, так и интегральных по всей петле в целом. Расчеты показали, что спектры ЖР излучения в **вершине** более **жесткие в случае изотропного источника электронов** и симметричного распределения магнитного поля. Причина этого - более эффективный захват электронов более высоких энергий в сравнении с анизотропными моделями, в которых уход электронов из области инжекции в конус потерь происходит достаточно быстро, особенно для малых значений магнитного отражения. Разница показателей ЖР спектров в среднем составляет порядка 0.7. Данный эффект слабо зависит от градиента магнитного поля, и от концентрации плазмы в вершине. Показано, что ЖР спектры в **основаниях** магнитной петли не зависят от питч-углового распределения электронов в области инжекции и от асимметрии магнитного поля в фазе роста и пика ЖР излучения. Интегральные по петле спектры ЖР излучения становятся мягче при параметрах модели, благоприятных к захвату ускоренных электронов (питч-угловая изотропия, сильный градиент магнитного поля) и при низкой концентрации плазмы в вершине.

**В параграфе 1.5** проанализированы условия, при которых становится существенным влияние индукционного электрического поля. Электродинамический отклик на процесс внедрения прямого тока ускоренных электронов - возникновение индукционного электрического поля и обратного тока плазменных электронов, что приводит к нейтральности по заряду и току системы плазма-пучок. Причем, величина индукционного поля возрастает при возрастании потока (тока) прямых электронов. Электрическое индукционное поле оказывает влияние на изменение функции распределения ускоренных электронов только при высоких значениях плотности потока энергии электронов  $F_{el} \geq 10^{11}$  эрг/см<sup>2</sup>с, то есть для мощных вспышек класса не ниже X. Для изотропного распределения электронов  $S(\alpha)=1$  и жесткого энергетического

спектра  $\delta=3$  это влияние практически не существенно. Для мягких спектров при  $\delta=7$  яркость в вершине в сравнении с основаниями возрастает на 35%. В случае анизотропных источников влияние индукционного электрического поля заметно только для очень «мягких» энергетических спектров с показателем спектра электронов  $\delta \geq 5$ , т.е. при условии, когда основная часть энергии вспышки приходится на низкоэнергичную область спектра. Наибольшие изменения во временных зависимостях спектров излучения при увеличении потока энергии в источнике выявлены в моделях с более мягкими показателями  $\delta=5,7$  спектра электронов в источнике и составили в среднем  $\sim 0.3$  единицы. Причем спектр становится более жестким во всех частях магнитной петли.

В параграфе 1.6 рассмотрено влияние частичной ионизации плазмы в рамках решения кинетического уравнения в форме Фоккера-Планка для электронов. Очевидно, что в корональной части вспышечной петли степень ионизации близка к 1. Эффект частичной ионизации может проявить себя в переходной зоне корона-хромосфера. В результате численного анализа установлено, что уменьшение степени ионизации плазмы в хромосфере приводит к смещению максимума излучения в более глубокие слои солнечной атмосферы и к усилению излучения в диапазоне энергий 29-135 кэВ в основаниях в 1.6-2 раза в зависимости от профиля концентрации. Вывод справедлив для изотропных и анизотропных источников ускоренных электронов энергетические спектры которых степенные с показателем  $\delta < 5$  и при малых значениях  $V_{\max}/V_0$ . В случае мягкого спектра ( $\delta \geq 5$ ) и высоких значений  $V_{\max}/V_0 > 5$  увеличение интенсивности излучения в основаниях петли не превышает 30-50% для изотропных и анизотропных источников. Причем эффект более выражен в диапазоне высоких энергий 75-134кэВ. Профиль степени ионизации в хромосфере (зависимость от высоты) не оказывает существенного влияния на эволюцию показателя спектра рентгеновского излучения во времени, в отличие от профиля концентрации плазмы. Профиль концентрации оказывает существенное влияние на интегральные по петле временные задержки ЖР излучения во всех случаях, кроме моделей свободного пролета высокоэнергичных электронов – анизотропных с малым отношением  $V_{\max}/V_0$  и  $\delta < 5$ .

В параграфе 1.7 представлен расчет линейной степени поляризации жесткого рентгеновского излучения, которая в изотропных моделях в вершине петли может достигать значений 16-26% в диапазоне энергий 29-135кэВ и минус 26-35% в случае

анизотропного источника электронов. Увеличение концентрации плазмы в короне или отношения  $V_{\max}/V_0$ , эффекты обратного тока уменьшают степень поляризации на 5-12%. Отметим, что высокие отрицательные значения поляризации, как правило, соответствуют областям с малой интенсивностью излучения, что делает невозможным ее детектирование, кроме случая залимбовых событий. Асимметричность магнитной петли или источника электронов приводит к появлению области со сменой знака поляризации. Величина степени поляризации слабо чувствительна к энергетическому спектру электронов.

**Параграф 1.8** посвящен анализу модельных спектров временных задержек жесткого рентгеновского излучения. В параграфе выделяется зависимость формы спектров (спадающий, растущий, U- или П-образные) от параметров магнитной петли и инжектора электронов. Выявлены закономерности, которые позволяют проводить независимую диагностику плазмы при моделировании вспышечного события, причем установлено, что форма спектра задержек зависит от профиля концентрации плазмы в хромосфере и вершине петли, что позволяет косвенно подтвердить эффект Ньюперта в фазе роста и пика энерговыделения. В **параграфе 1.9** кратко обсуждено влияние длительности инжекции на пространственные и временные характеристики жесткого рентгеновского излучения. Установлено, что основные изменения происходят в интегральных спектрах временных задержек за исключением моделей параметры которых располагают к захвату электронов, либо с высокой концентрацией плазмы в вершине, либо в присутствии стационарной турбулентности.

В **Главе 2**, основанной на работах [A4, A6, A11], подробно рассмотрены механизмы дополнительного рассеяния электронов, которые могут присутствовать во вспышечной петле – магнитные флуктуации и ионно-звуковая турбулентность. Привлечение к анализу различных мод турбулентности связано с тем, что многие проявления вспышечных событий, такие как поперечная по отношению к силовым линиям магнитного поля диффузия электронов [34], длительное остывание пост-вспышечных петель [31], жесткие рентгеновские источники (12-150кэВ) в вершине магнитных петель [84, 167] не находят объяснения в рамках существующих моделей распространения электронов. Дополнительные рассеивающие механизмы в петле существенно меняют времена удержания заряженных частиц в магнитной ловушке, что непосредственно влияет на энергетический спектр, локализацию, временные задержки

рентгеновского и гамма-излучения ионов и электронов [30]. Роль магнитных флуктуаций рассмотрена в **параграфе 2.2**. Особенностью данного механизма является увеличение коэффициента диффузии с ростом энергии электрона до некоторого предела, зависящего от характерной продольной длины корреляции магнитных флуктуаций. В результате возникает сложный отклик рентгеновского и радио излучений на инъекцию ускоренных электронов в магнитную петлю. Например, рассеяние электронов в изотропных моделях с симметричным распределением магнитного поля приводит к усилению рентгеновского излучения в основаниях в 2-2.5 раза и ослаблению яркости вершины. Эффекты усиления источника в вершине в анизотропных моделях возможно наблюдать в радио диапазоне, так как в рентгеновском диапазоне основания магнитной петли по-прежнему сохраняют доминантное положение. Интересным с наблюдательной точки зрения оказалось, что асимметрия магнитного поля нивелирует вышеперечисленные эффекты от присутствия магнитных флуктуаций. Ионно-звуковая турбулентность, рассмотренная в **параграфе 2.3**, напротив, оказывается достаточно эффективной чтобы препятствовать уходу частиц в конус потерь при асимметричном магнитном поле и формирует яркий рентгеновский источник в вершине в диапазоне энергий 28-135кэВ даже при достаточно умеренном уровне ионно-звуковой турбулентности  $W^s/nk_B T_e = 5 \cdot 10^{-5}$ . Необходимо отметить различие областей локализации высокоэнергичных электронов при рассмотренных модах турбулентности и изотропном источнике электронов. В случае магнитных флуктуаций область локализации ускоренных электронов располагается ближе к верхней хромосфере. Примечательно, что в присутствии ионного звука в анизотропном случае (а также при асимметричном магнитном поле) спектр излучения в вершине петли становится более жестким на  $\sim 0.6$ . Влияние магнитных флуктуаций и ионного звука на степень поляризации представлено в **параграфе 2.4**. В случае магнитных флуктуаций уменьшение степени поляризации зависит от многих факторов, и составляет приблизительно 6-15%, причем заметнее для анизотропных распределений электронов в источнике. В случае ионно-звуковой турбулентности происходит практически полная изотропизация электронов и, как следствие, падение степени поляризации до значений вблизи нуля по всей петле. Влияние ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуаций на спектры временных задержек рассматривается в **параграфе 2.5**. При асимметричном и симметричном магнитном поле тенденция к появлению растущих спектров задержек тем выше, чем больше

факторов, предрасполагающих к захвату частиц, коими являются магнитные флуктуации и ионно-звуковая турбулентность. При этом, если существенны другие факторы, усиливающие излучение из вершины – высокая концентрация плазмы в вершине или сильный градиент магнитного поля, то выделить влияние турбулентности становится сложно. Примечательно, что в случае жесткого энергетического спектра электронов  $\delta=3$  при магнитных флуктуациях,  $n_0^{LT} < 10^{10} \text{см}^{-3}$ ,  $V_{\text{max}}/V_0=2$ , изотропного источника электронов  $S(\alpha)=1$  в спектрах задержек, несмотря на наличие дополнительного рассеяния, появляются спадающие части, либо весь спектр становится спадающим. В анизотропном случае растущие области могут появляться в высокоэнергичной области с сохранением спадающих спектров до 75 кэВ. В **параграфе 2.6** показано, что на основе численных расчетов простых моделей распространения ускоренных электронов в магнитных петлях можно указать какие условия реализуются во вспышке при ограниченном наблюдательном материале.

В **главе 3**, основанной на работах [A7, A8, A10, A12, A14], разработанный в первых двух главах метод анализа излучения вспышечной петли применен при исследовании событий SOL2002-11-10T03:06 и SOL2014-09-23T23:11. В **параграфе 3.1.1** представлены результаты анализа события 10 ноября 2002г по данным MDI/SOHO, RHESSI, Nobeyama Radioheliograph. GOES класс M2.6. Спектр рентгеновского излучения простирается до энергий выше 100 кэВ, имеются четкие изображения рентгеновских и радиоисточников. Локализация вспышки на диске Солнца позволяет восстановить магнитное поле по данным MDI/SOHO. Определены временные, спектральные и пространственные характеристики жесткого рентгеновского (в диапазоне 3-130 кэВ) и радио (17, 34 ГГц) излучений. Распределение магнитного поля в окрестности локальных источников восстановлено в бессиловом приближении по данным магнитограммы MDI/SOHO [61, 139]. Наблюдаются два источника жесткого рентгеновского излучения – южный и северный на энергиях 28-58 кэВ и 70-130 кэВ, а также источник мягкого рентгеновского излучения 6-12 кэВ – между северным и южным источниками. Впоследствии данные источники были ассоциированы с двумя основаниями магнитной петли и вершиной. Гиротронное излучение на частотах 17 и 34 ГГц совпадают с областью чуть выше южного основания. В результате моделирования распространения ускоренных электронов, подбора параметров источника ускоренных электронов и распределения концентрации плазмы вдоль петли,

были согласованы значения потоков излучения из источников, отношение яркостей источников, наклон спектра, их пространственное положение. Таким образом, разработанная методика позволила наложить ограничения на эволюцию функции источника ускоренных электронов – на энергетический спектр, питч-угловое и пространственное распределения электронов, а также на временную эволюцию концентрации фоновой плазмы и высокоэнергичного пучка. Источник электронов в данном событии располагается в вершине петли. Оценка длины вспышечной петли  $L \sim 5.5 \times 10^9$  см. Величина индукции магнитного поля в вершине петли составляет 66 Гс, в южном основании – 400 Гс и 1000 Гс в северном основании. Концентрация фоновой плазмы в вершине петли составляет  $\sim 10^9$  см<sup>-3</sup> в начальной фазе вспышки и увеличивается до значений  $\sim 10^{10}$  см<sup>-3</sup> в фазе максимума и спада в результате эффекта испарения. Питч-угловая анизотропия электронов определяется анизотропной функцией инжекции  $S(\alpha) = \cos^8(\alpha)$ , энергетический спектр состоит из двух популяций электронов, низкоэнергичная часть спектра до энергии излома  $\sim 350$  кэВ характеризуется степенным законом с показателем  $\delta_1 = 2.7-2.9$ , выше  $\sim 420$  кэВ энергетический спектр более жесткий  $\delta_2 = 2-2.3$ . В **параграфе 3.2** представлены результаты моделирования распространения ускоренных электронов сразу в нескольких характерных магнитных структурах вспышечной аркады события SOL2014-09-23T23:11. Вспышка выбрана исходя из следующих критериев: достаточно мощная – GOES класс M2.5, наличие нескольких локальных источников ЖР излучения, расположение активной области вдали от лимба Солнца (чтобы была возможность производить экстраполяцию магнитного поля), а также наличие данных космического аппарата RHESSI на энергиях  $>30$  keV и радиогелиографа Nobeyama. Магнитная структура представляет собой систему петель аркады и поперечного к ним магнитного жгута. Одной из важных особенностей данного события является динамика жесткого рентгеновского излучения: локальные источники (данные RHESSI) наблюдаются в разные моменты времени, максимумы интенсивности которых приходятся на разные фазы вспышки. Для каждого локального источника ЖР излучения эвристически подобраны функции инжекции ускоренных электронов, зависящие от координаты вдоль магнитной петли, питч-угла и энергии, которые позволили согласовать данные наблюдений с результатами моделирования таким образом, чтобы рассчитанные параметры излучения соответствовали наблюдаемым распределениям яркости жесткого рентгеновского излучения в диапазоне 28–135 кэВ и гиротронного излучения 17, 35 ГГц. Энергетический спектр пучка электронов

при этом соответствовал одно и двух степенным функциям с показателями спектра в диапазонах  $\delta_1 \approx 4-5$ ,  $\delta_2 \approx 2.0-2.4$ , и энергией излома спектра  $E_{br} \approx 240-320$  кэВ, в зависимости от конкретной магнитной структуры. Питч-угловое распределение ускоренных электронов представляет собой анизотропный поток электронов с углом раствора  $\sim 80^\circ$  из вершин магнитных петель в направлении основания с доминирующим жестким рентгеновским источником.

В **Заключении** приведены основные выводы диссертации. Обсуждаются актуальные проблемы, решение которых необходимо для понимания процессов, происходящих в активных областях Солнца.

# **Глава 1. Кинетика ускоренных электронов во вспышечных петлях и генерация жесткого рентгеновского излучения**

## **1.1. Введение**

### **1.1.1. Структура магнитного поля в активной области**

На протяжении нескольких десятилетий различными авторами предпринимаются попытки определить характеристики излучающих электронов, плазмы и магнитного поля в солнечных событиях. Чаще всего задача решается без учета транспортных эффектов. Таким образом, определяются параметры электронов в конкретной области излучения. Изучение же того, каким образом в данной области сформировалось полученное распределение электронов, как правило, не проводится. Без учета транспортных эффектов для восстановления спектра и определения концентрации ускоренных электронов используют различные методы инверсии фотонного спектра такие как: модели толстой и тонкой мишени [38, 42, 43], методы регуляризации Тихонова [131, 132], модели теплой мишени [20, 96], а также путем моделирования гиросинхротронного и рентгеновского излучения в магнитном поле, экстраполированным в корону по фотосферным магнитограммам [104, 139].

Наблюдения в жестком рентгеновском и микроволновом диапазонах на рентгеновском изображающем спектрометре RHESSI [112] и радиогелиографе Nobeyama Radioheliograph [134] позволяют локализовать источники излучения, соответствующие разным частям вспышечной петли. Данные магнитографа MDI обсерватории SOHO [157] и HMI/SDO [158] дают возможность оценить магнитное поле в хромосфере и короне. Таким образом, оказывается принципиально возможным провести сравнительный анализ данных наблюдений с результатами моделирования магнитного поля, распределения плотности плазмы, процессов переноса ускоренных электронов в плазме вспышечной петли и их излучения в рентгеновском и радио диапазонах с целью диагностики вспышечной плазмы и определения параметров пучка ускоренных электронов. Согласование модельных карт излучения с наблюдаемыми изображениями, полученными в различных диапазонах энергий, позволяет наложить жесткие ограничения на параметры источника ускоренных электронов, их угловое

распределение, спектр, пространственное расположение, концентрацию плазмы и зависимость этих параметров от времени.

Моделирование переноса электронов в магнитном поле вспышечной петли, расчет рентгеновского и радиоизлучения проводились ранее (см. например, в работах [48, 62, 123, 130, 151]), оценка параметров ускоренных электронов без расчета кинетических эффектов при распространении электронов в магнитной петле получена в работах [67, 104, 139].

Модели переноса ускоренных частиц во время солнечных вспышек предполагают магнитную структуру в виде одиночной петли [48, 74, 120, 182]. Приборы с высоким пространственным разрешением (например, УФ спектрометр на спутнике TRACE, EVE SDO) указывают на более сложную конфигурацию магнитного поля [21, 23, 37, 91, 107, 148]. В работе [85] приводятся данные в оптическом диапазоне (телескоп NST, обсерватория BBSO) свидетельствующие о наличии нитевидных структур (филаментов) с поперечным размером порядка 100км. В работах [150, 172] для объяснения доплеровских сдвигов в линиях, соответствующих переходной области и хромосфере привлекается филаментарная модель вспышки. Возникновение подобных тонких структур и их перестройка могут быть связаны непосредственно с неустойчивостью магнитной конфигурации, трансформацией энергии и процессом ускорения. Согласно оценке Melrose [126], энерговыделение при диссипации токов в плазме филаментов с классической проводимостью недостаточно для солнечных вспышек. Учет возможного возникновения аномального сопротивления в токовых слоях с малым сечением позволяет согласовать расчетные и наблюдаемые потоки энергии [116]. Изображения в ЖР излучении и микроволновом диапазоне скорее всего представляют собой суммарное излучение более тонких (малых сечений) плазменных волокон, в которых развиваются процессы трансформации энергии магнитного поля и ускорения частиц. Детальная картина процессов в системе плазменных волокон при отсутствии наблюдений в настоящее время не может моделироваться. Поэтому, мы рассматриваем модель не волокна а вспышечной петли, как некоторую усредненную структуру изолированных филаментов с заданными распределениями концентрации плазмы и магнитного поля. Здесь и далее под вспышечной петлей понимается трубка магнитного поля, в сечении которой сохраняется магнитный поток. Площадь сечения в вершине принимается порядка  $\sim 10^{16}-10^{18}$  см<sup>2</sup>. Длина петли порядка  $10^9-10^{10}$  см.

При моделировании распространения электронов вдоль одной модельной петли речь идет о средних значениях параметров фоновой плазмы и инжектора электронов вдоль луча зрения. В силу интегрального характера наблюдаемого рентгеновского и радио излучения на RHESSI и Nobeyama результаты данной работы отражают значения параметров в указанном смысле.

На сегодняшний день существует несколько методов диагностики магнитного поля в короне Солнца: по осцилляциям магнитных петель (методы корональной сейсмологии) в короне [5, 135–137, 145, 153, 178], в модели двойного плазменного резонанса по зебра-структуре радиоизлучения [103], экстраполяцией магнитного поля в область короны в бессиловом приближении. Последний способ позволяет восстанавливать индивидуальные силовые линии с распределением магнитного поля вдоль вспышечной петли [53, 60, 128, 139]. Поскольку задача восстановления поля подобными методами имеет не единственное решение, разрабатываются методы по уточнению граничных условий за счет подбора параметров модели при которых моделируемая геометрия силовых линий совпадала бы с наблюдаемыми петлями в УФ-диапазоне [18, 19, 115]. Тем не менее, можно отметить характерные особенности в изменении магнитного поля с высотой вспышечной петли: магнитное поле в корональной части петли меняется слабо, а в хромосферной части петли отмечается резкий рост поля.

В модельных задачах (Главы 1 и 2) будем априори полагать квадратичную зависимость магнитного поля от координаты вдоль петли с заданными значениями индукции магнитного поля в вершине и основаниях [74], вполне удовлетворяющую основным выводам о возможной геометрии магнитного поля вспышечной петли:

$$\frac{B(s)}{B_0} = 1 + \frac{(s - b_1)^2}{h_b^2}, \quad (1)$$

где  $B_0$  – минимальное значение магнитного поля, а  $b_1$  задает пространственное смещение минимума магнитного поля от геометрической вершины петли. Величина характерного масштаба изменения магнитного поля  $h_b$  определяется исходя из заданного отношения  $B_{\max}/B_0$  и величины смещения  $b_1$ , где  $B_{\max}$  – величина магнитного поля в основании петли ( $s_{\max}=3 \cdot 10^9$  см).

При моделировании реальных вспышечных событий (Глава 3) для экстраполяции поля использовались линейное [68] и нелинейное [60] бессиловое приближение на основе кодов, встроенных в программный пакет GX Simulator [67, 139], предполагающее равенство нулю силы Лоренца или квазипродольность системы токов относительно магнитного поля. Данное приближение применимо в корональной части петли и менее адекватно в области ближе к основаниям, как показывают трехмерные МГД симуляции [171].

Ввиду устойчивости качественной картины распределения рентгеновского излучения вдоль петли при различных законах изменения магнитного поля [120] отличие аппроксимированного поля от реального не существенно сказывается на достоверности расчетов для большинства моделей. Однако, необходимо соблюдать осторожность при интерпретации реальных вспышек, подкрепляя их дополнительными данными. Например, наблюдения в УФ диапазоне на AIA, STEREO, EIT могут ограничить выбор возможных силовых линий, полученных методами LFFF/NLFFF и даже полностью их исключить.

### 1.1.2. Распределение концентрации плазмы во вспышечной петле

Условно, магнитную петлю можно разделить на две части – корональную и область хромосферы. Для корональной части петли важно корректно оценить значение концентрации по всей области, используя, например, наблюдения в мягком рентгеновском диапазоне, либо моделируя жесткое рентгеновское и радио излучение. При рассмотрении петельной структуры ее подразделяют на корональную часть, переходный слой и хромосферную область. Масштаб высоты в корональной части велик и потому концентрация плазмы до переходного слоя изменяется слабо. Значения концентрации варьируются от  $\sim 10^9 \text{см}^{-3}$  до  $10^{12} \text{см}^{-3}$ . Конкретный вид зависимости концентрации плазмы в корональной части не важен, т.к. не оказывает существенного влияния на модельные рентгеновские и радио изображения, если только не превышает значения при которых становятся существенными другие процессы, например, эффект Разина в исследуемой области частот. В данной работе распределение концентрации плазмы вдоль петли в **хромосфере** задается феноменологически на основе наблюдений в жестком рентгеновском диапазоне прибора RHESSI

$$n = 1.25 \cdot 10^{13} (z/1\text{Мм})^{-2.5} \text{см}^{-3} \quad (2)$$

где  $z$  – условная высота [22]. Необходимо отметить, что данная зависимость есть результат конверсии высотной зависимости излучения от энергии в диапазоне 15-50 кэВ в хромосферную модель концентрации в приближении толстой мишени [41]. Анализ источников излучения вблизи вершины вспышечных петель [27, 144, 161, 167] (выше или внутри структуры, видимой в мягком рентгеновском диапазоне) говорит о том, что во многих событиях присутствует источник ЖР излучения в вершине петли. Это свидетельствует о необходимости разработки моделей, объясняющих этот феномен. Как известно, тормозное излучение заряженных частиц пропорционально концентрации фоновой плазмы. В верхней, корональной части петли концентрация плазмы обычно не превышает значение  $10^{11}\text{см}^{-3}$ , малое для того, чтобы локальный источник ЖР излучения мог быть зарегистрирован на фоне ярких источников из оснований петли. Помимо увеличения концентрации в короне за счет эффекта испарения, требуются дополнительные механизмы захвата электронов (рассеяние электронов или сильный градиент магнитного поля), что в конечном итоге приводит к существенному отличию результатов моделирования от предсказаний модели толстой мишени. Исходя из сказанного, необходимо определить область применимости хромосферных моделей концентрации плазмы – точная зависимость концентрации от координаты вдоль петли главным образом оказывает влияние на протяженность рентгеновских источников в основаниях петли в разных диапазонах энергий. Эта проблема не обсуждается в данной работе, поэтому детали такой зависимости в переходной области оказываются несущественными.

## **1.2. Динамика пучка ускоренных электронов в плазме вспышечных петель. Кинетическое уравнение**

Общепринятым является факт ускорения заряженных частиц во время солнечных вспышек (см., например, [82, 126]). Рентгеновское и радиоизлучение интерпретируются как тормозное излучение электронов с энергиями больше 1 кэВ. Поскольку не представляется возможным непосредственно регистрировать электроны *in situ*, то определение их параметров может быть реализовано при детальном анализе электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн и проведения модельных расчетов динамики пучка в магнитоактивной плазме вспышечных петель. Будем исходить из модели физической кинетики частиц при описании процессов распространения пучка ускоренных электронов в плазме. Предварительно сделаем

несколько замечаний, касающихся самого пучка электронов и отклика плазмы на процесс его распространения. В общем случае поток быстрых электронов во время солнечных вспышек велик, достигает  $\sim 10^{36}$  эл/с, а общее их количество составляет  $10^{38}$  -  $10^{39}$ . При распространении пучка электронов в плазме петли неизбежно возникает индукционное электрическое поле (статическое и вихревое), приводящее к перераспределению электронов плазмы таким образом, что происходит нейтрализация электрического заряда. Это поле имеет электростатическую природу. Ток пучка изменяясь во времени (по крайней мере на фронте) создает переменное магнитное поле, которое, в свою очередь, генерирует индукционное вихревое электрическое поле. Это поле вызывает ток плазменных электронов, причем в обратном по отношению к пучку направлении [54, 181]. Подобное направленное движение плазменных электронов называют **обратным** током. Эффект обратного тока частично компенсируется по мере появления отраженных в магнитном поле электронов.

Гидродинамическое условие компенсации по току (без учета отраженных электронов пучка) приводит к соотношению  $n_b v_b = n u$ , где  $n_b$ ,  $v_b$  – концентрация и направленная скорость пучка,  $n$  – концентрация плазмы,  $u$  – направленная скорость электронов плазмы. Определение обратного тока  $J$  следует из обобщенного закона Ома в плазме

$$\frac{\partial J}{\partial t} + v_b (\nabla \cdot J) + (J \cdot \nabla) v_b = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E - \frac{e}{mc} J \times B - \nu_c J, \quad (3)$$

где  $\omega_p$  – плазменная частота электронов,  $\nu_c$  – частота столкновений электронов с ионами. Это уравнение определяет отклик электронов плазмы на распространяющийся пучок ускоренных электронов. В такой форме уравнение для тока  $J$  решить в общем виде довольно сложно. Поэтому будем упрощать его. Учтем, что в плазме магнитной петли обычно выполняется условие  $\Omega_e < \nu_c$ , и поэтому пренебрегаем силой Лоренца. Далее, в динамике пучка всегда присутствует переходная фаза и стадия стационарного состояния. Для транзиентной фазы очевидно пренебречь членами слева невозможно. Остается выяснить, при каких условиях наступает фаза равновесия. Эти условия сформулированы в [140] в следующей форме:

1. Частота изменения электрического поля много меньше частоты кулоновских соударений

2. Длина свободного пробега (средняя) плазменных электронов много меньше пространственного масштаба (градиента) изменения электрического поля.

В [140] показано, что переходная фаза длится в течение времени порядка времени парных соударений  $\tau_c = 1/\nu_c$ . В течение этого времени все высокочастотные колебания электрического поля затухают. То есть наступает стационарная фаза и членами слева можно пренебречь. Закон Ома при этом существенно упрощается  $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ . Предположим, что условия для компенсации тока пучка в плазме вспышечной петли выполнены -  $j_p = j_b$ . Из этого следует, что индукционное электрическое поле должно удовлетворять соотношению

$$E^*(s, t) = \frac{j(s, t)}{\sigma(s)} = \frac{e}{\sigma(s)} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \nu(E) dE \int_{-1}^1 f(E, \mu, s, t) \mu d\mu, \quad (4)$$

$\sigma(s)$  – классическая проводимость вспышечной плазмы, определяется парными соударениями заряженных частиц и нейтральных атомов. Индукционное электрическое поле оказывает дополнительное влияние и на причину его возникновения - на сам поток ускоренных электронов. В результате изменяется энергия иpitch-угол энергичных электронов – уменьшается или увеличивается в зависимости от направления движения относительно локального направления магнитного поля. То есть задача для определения функции распределения электронов пучка становится самосогласованной.

Перейдем к постановке задачи кинетики пучка ускоренных электронов в магнитоактивной плазме вспышек. На рисунке 1.1 представлено схематическое изображение вспышечной петли с указанием основных процессов, связанных с распространением пучка ускоренных электронов. На этом рисунке не указана область ускорения электронов – она может совпадать с областью инжекции, например, в вершине петли, но может располагаться и выше, в короне. Вопрос о более низком расположении области ускорения нами в нашей модели не обсуждается. Таким образом, постановка задачи следующая. Пучок ускоренных электронов инжектируется в плазму вспышечной петли, в верхнюю ее часть. Спирально вращаясь в заданном стационарном магнитном поле, электроны перемещаются вдоль петли, претерпевая изменения, связанные с магнитным отражением, рассеянием и потерями энергии в результате парных кулоновских столкновений, при взаимодействии с индуцированным

электрическим полем и полем ионно–звуковой турбулентности, а также испытывая рассеяние на магнитных неоднородностях.

Схематическое изображение вспышечной петли дано на рисунке 1.1.

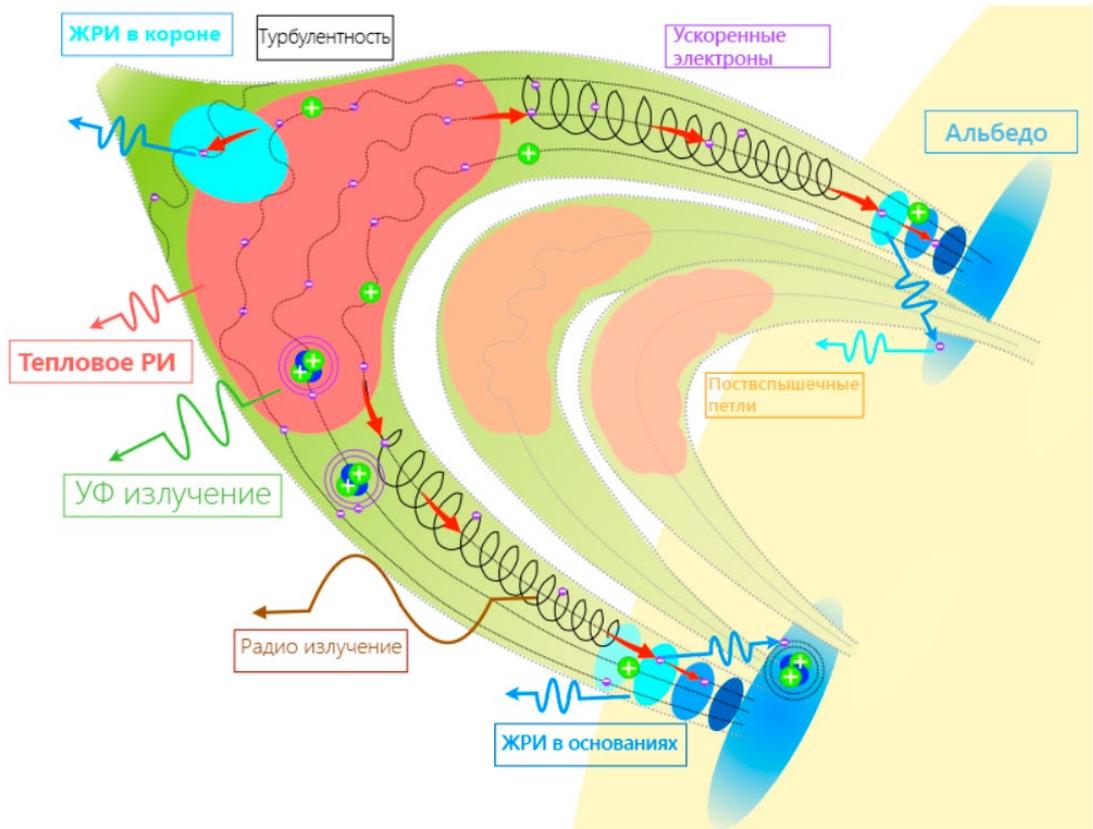


Рисунок 1.1 Схематическое изображение основных элементов вспышечной области [97].

Нестационарное одномерное релятивистское кинетическое уравнение для функции распределения пучка ускоренных электронов при учете вышеописанных процессов запишем в виде (подобное уравнение, но с разной правой частью можно найти в работах [2, 4, 65, 66, 74, 95, 182])

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f}{\partial t} = & -c\beta\mu \frac{\partial f}{\partial s} + \frac{c\beta(1-\mu^2)}{2} \frac{\partial \ln(B)}{\partial s} \frac{\partial f}{\partial \mu} \\
& + C_1 \frac{c}{\lambda_0} \frac{\partial}{\partial E} \left( \frac{f}{\beta} \right) + C_2 \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ (1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \\
& + \frac{eE^* \beta \mu}{m_e c} \frac{\partial f}{\partial E} + \frac{eE^* (1-\mu^2)}{m_e \beta c} \frac{\partial f}{\partial \mu} + D^s \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ (1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \\
& + \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ D_{\mu\mu}^T \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + S(E, \mu, s, t),
\end{aligned} \tag{5}$$

где  $f(E, \mu, s, t)$  – функция распределения ускоренных электронов [эрг<sup>-1</sup>см<sup>-3</sup>], нормированная на концентрацию  $n_b(t, s)$ ,  $n_b = \int_{-1}^1 d\mu \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE f(E, \mu, s)$  электронов пучка в момент времени  $t$ , в точке  $s$ ,  $s$  – расстояние вдоль силовой линии (отсчитывается от вершины петли),  $t$  – текущее время,  $\mu = \cos\alpha$  – косинус питч-угла электрона,

$\lambda_0(s) = \frac{10^{24}}{n(s) \ln \Lambda}$  см – коэффициент, возникающий при учете кулоновских соударений,  $\beta = v/c$ ,  $v$  – скорость ускоренных электронов,  $c$  – скорость света,  $\gamma = E + 1$  – Лоренц-фактор электрона,  $E$  – кинетическая энергия электрона, выраженная в единицах энергии покоя электрона,  $\lambda_b$  – характерная продольная длина корреляции флуктуаций магнитного поля,  $\Omega_{ce}$  – гирочастота электрона,  $C_1 = x + \frac{1-x}{2} \frac{\ln \beta^2 g^2 E / \alpha_F^4}{\ln \Lambda}$ ,

$C_2 = \frac{1}{2} + \frac{1+g}{4} C_1$  [55, 110] учитывают вклад частично ионизованной плазмы в потери энергии и рассеяние по углам быстрых электронов,  $\alpha_F$  – постоянная тонкой структуры,  $x$  – доля ионизованных атомов водорода,  $g$  – коэффициент порядка 1, возникает при суммировании вкладов всех  $n_i$  переходов при возбуждении атома водорода [133].

Коэффициент  $D^s = D^r / p_e^2 = (v/v_{is})^2 D_l / p_e^2$ , где  $D^r$ ,  $D_l$  – поперечная и продольная составляющая коэффициента турбулентной диффузии для ионного звука,  $p_e$  – импульс электрона,  $v$  – скорость электрона,  $v_{is}$  – фазовая скорость ионно-звуковых волн. Подробнее см. параграф 2.3. Напряженность индуцированного электрического поля  $E^*(s, t)$  определяется из (4),  $\sigma(s)$  – классическая проводимость плазмы, которая в случае

частичной ионизации плазмы определяется как  $\frac{1}{\sigma} = \frac{7.26 \cdot 10^{-9}}{x \cdot T_e^{1.5}} \ln \Lambda + \frac{7.6 \cdot 10^{-18} (1-x) T_e^{0.5}}{x}$  [182],

где  $\Lambda = \frac{3k_B T_e}{2e^2} \left( \frac{k_B T_e}{8\pi e^2 n} \right)^{\frac{1}{2}}$  [1]. Следует отметить, что член, отвечающий за диффузию электронов на магнитных неоднородностях (предпоследнее выражение в уравнении (5))

с коэффициентом диффузии  $D_{\mu\mu}^T = \frac{1}{2} \left( \frac{\delta B}{B} \right)^2 \frac{c\beta}{\lambda_B} \left[ |\mu| (1 - \mu^2) \frac{\Omega_{ce}^2}{\Omega_{ce}^2 + (\mu v / \lambda_B)^2} \right]$ , определяется

видом спектра флуктуаций магнитного поля или корреляционной функции (см. подробнее главу 2.). Для оценки влияния процесса турбулентной диффузии на динамику ускоренных электронов в дальнейшем предположим модельное задание корреляционной функции  $C(z) \sim \exp(-z/\lambda_B)$ . В этом случае спектр магнитных флуктуаций принимает вид лоренциана  $W(k_{\parallel}) = \frac{(\delta B)^2}{\pi} \frac{(1/\lambda_B)}{(1/\lambda_B)^2 + k_{\parallel}^2}$  [95, 111]. Коэффициент

турбулентной диффузии пропорционален скорости электрона, более энергичные электроны рассеиваются более эффективно, пока не начинает сказываться релятивистский гамма-фактор в массе электрона. В случае кулоновского рассеяния коэффициент диффузии уменьшается с ростом энергии электронов и увеличивается с

ростом концентрации плазмы. Параметры диффузионных коэффициентов будут обсуждены более детально в Главе 2. .

В момент инжекции функциональную зависимость источника ускоренных электронов от аргументов представим в факторизованном виде  $S(E, \alpha, s, t) = K \cdot S_1(E, t) S_2(\alpha, t) S_3(s) S_4(t)$ , где  $K$  нормировочный коэффициент, который подбирается исходя из заданного потока энергии ускоренных электронов  $F_{el}$  и определяется следующим образом:  $K(t) = \frac{S_4(t)}{\max(S_4(t))} \cdot \left[ F_{el} / \int_{-s_{max}}^{s_{max}} \int_{\mathcal{E}_{min}}^{\mathcal{E}_{max}} \int_{-1}^1 \frac{1}{A} \mathcal{E} \cdot S_1(\mathcal{E}, t) S_2(\mu, t) S_3(s) S_4(t) d\mu d\mathcal{E} ds \right]$ , где  $F_{el}$  – задаваемый поток в эрг /  $\text{см}^2 \text{с}$  в момент максимума инжекции,  $\mathcal{E} = E m_e c^2$ ,  $A$  – сечение, принимаемое  $1 \text{ см}^2$ ,  $m_e$  – масса покоя электрона. Размерность  $K(t)$ :  $\text{эрг}^{-1} \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$ .

Причем, энергетическое и угловое распределения могут зависеть от времени  $S_1(E, t), S_2(\alpha, t)$ . Замечание по поводу представления функции инжекции в факторизованном виде. Конечно, данное представление функции распределения ни в какой мере не является строгим, то есть вытекающим из модели ускорения. Разделение исходной функции распределения на независимые функции от каждой переменной скорее следствие отсутствия полной теории ускорения. Как известно, в лучшем случае

удается получить спектр ускоренных частиц по энергии. Угловая часть распределения количественно не получена ни в одной модели ускорения. Хотя, как показывают наши модельные расчеты, при распространении пучка в плазме петли формируются функции распределения электронов с зависимыми друг от друга переменными  $E, \mu, s, t$ .

### 1.2.1. Расчет жесткого рентгеновского и радиоизлучения

Интенсивность рентгеновского излучения рассчитывается согласно формулам релятивистского тормозного излучения [25, 26, 69, 92] электрона при торможении в электрическом поле иона (протона). Как показано в [10] при расчете тормозного рентгеновского излучения учитывать вклад электрон-электронного рассеяния в области энергий 28-130 кэВ нет необходимости. Поскольку изображения, полученные на аппарате RHESSI в диапазоне энергий выше 120 кэВ в анализируемых в данной работе вспышках не пригодны для анализа в силу малой статистики, в дальнейшем электрон-электронное рассеяние не учитывается.

Дифференциальная интенсивность ЖРИ (на единицу длины) определяется соотношением

$$\frac{dI(\varepsilon, \vartheta, s, t)}{ds} = \frac{S(s) \times n(s)}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} v(E) dE \int_{-1}^1 f(E, s, \mu, t) d\mu \int_0^{2\pi} \frac{d^2\sigma(\varepsilon, E, \vartheta, \mu, \varphi)}{d\varepsilon d\Omega} d\varphi, \quad (6)$$

где  $S(s)$  – площадь поперечного сечения источника (петли), в неоднородном магнитном поле зависит от координаты вдоль оси магнитной петли,  $n(s)$  – концентрация плазмы, зависит от координаты  $s$ .  $R \sim 1.5 \cdot 10^{13}$  см – астрономическая единица. Размерность  $I$  –  $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{эрг}^{-1}$ . Зависимость площади поперечного сечения вспышечной петли от координаты  $s$  определяется из условия сохранения магнитного потока  $B(s)S(s) = \text{const}$  и модельной зависимости магнитного поля от координаты  $s$ . Дифференциальное релятивистское сечение тормозного излучения  $\sigma$  получено в работе [69]. Отметим, что сечение зависит от параметров ускоренных электронов (углового и энергетического распределений), энергии рентгеновских квантов и угла наблюдения  $\theta$ . Угол наблюдения определяется углом между направлением на наблюдателя и направлением вектора  $\mathbf{B}$  магнитного поля. Для петель на лимбе Солнца угол наблюдения практически равен  $90^\circ$ , если основания петли перпендикулярны фотосфере, а для петель в центре диска ситуация противоположная - угол наблюдения близок к  $0^\circ$ . Степень поляризации ЖРИ

определяется разностью интенсивностей  $I_1$  и  $I_2$ , с векторами поляризации, лежащими, соответственно, в плоскости ( $\mathbf{kB}$ ) и перпендикулярной к ней, следующим образом:

$$P(\varepsilon, \vartheta, s, t) = (I_2 - I_1)/(I_2 + I_1) \quad (7)$$

Интенсивности  $I_2, I_1$  определяются через сечения тормозного механизма излучения и приведены в [69, 70].

При расчете гиротронного излучения используются коды, предложенные в [61]. При этом учитывается положение магнитной петли на диске Солнца, что подразумевает расчет потока жесткого рентгеновского и радиоизлучения в каждой точке петли под локальным углом наблюдения, а также учет геометрического объема петли и концентрации плазмы.

### **1.3. Моделирование жестких рентгеновских источников в вершине вспышечных петель**

Перейдем к рассмотрению эволюции функции распределения ускоренных электронов и генерации ими ЖР излучения. Первоначально рассмотрим модель без учёта рассеяния на турбулентности. Проанализируем влияние параметров пучка электронов, плазмы и магнитного поля на рентгеновские изображения вдоль вспышечной петли. При этом уделим особое внимание возможности появления локального ЖР источника в вершине петли. Традиционно источники жесткого рентгеновского излучения преимущественно наблюдались в хромосфере, в основаниях магнитных петель [156]. В последние годы на космических аппаратах *Yohkoh* и *RHESSI* зарегистрированы источники жесткого рентгеновского излучения с максимумами яркости не только в основаниях, но также над вершиной петли [117] и/или в вершине петли [84, 118, 167]. Из-за низкой концентрации плазмы в вершине, они менее яркие и потому наблюдаются намного реже при относительно малом динамическом диапазоне рентгеновских и гамма-спектрометров. Заметим, что отношение концентраций плазмы в основаниях и вершине петли может составить 3–4 порядка (рис. 1.2а). Поток ЖР излучения (6) пропорционален концентрации плазмы и количеству ускоренных электронов в локальной области источника. Следовательно, для обеспечения высокой рентгеновской яркости ЖРИ при достаточно умеренной концентрации плазмы, высокоэнергичные электроны должны накапливаться в вершине магнитной петли. В

литературе можно встретить следующие гипотезы для преодоления проблемы интерпретации вершинного источника ЖРИ:

- предположение о высокой плотности плазмы в вершине петли [169]
- ускорение и захват электронов в вершине петли в области с высоким уровнем турбулентности [15, 44, 143, 164]
- обратное комптоновское рассеяние мягкого рентгеновского и крайнего ультрафиолетового излучения на релятивистских ( $\gamma \gg 10$ ) и умеренно-релятивистских электронах ( $\gamma \sim 2-10$ ) [51]

Однако, все указанные гипотезы носят декларативный, предположительный характер, а потому не могут рассматриваться как единственно возможные для объяснения ЖР излучения в корональной части магнитной петли. Как будет показано ниже, при определенных сочетаниях углового распределения источника ускоренных электронов и геометрии магнитного поля источник в вершине магнитной петли может быть реализован даже без учета дополнительных к кулоновскому механизмов рассеяния электронов.

Качественно понятно, в каком направлении следует искать решение проблемы яркости ЖР источника в вершине. Первоначально, изменяя значение концентрации плазмы в вершине в пределах, соответствующих оценкам, полученным в наблюдениях (см, например, [161]), будем анализировать возможность накопления ускоренных электронов в верхней части петли. Зададим параболическое распределение магнитного поля и концентрации плазмы вдоль петли в виде (1,2) (см. параграфы 1.1.1. и 1.1.2. ). Подобные распределения представлены на рисунке 1.2а,б. Заметим, что распределение концентрации плазмы во вспышечных петлях может отличаться от распределений, характерных для активных областей стационарной атмосферы. Поэтому, закон распределения концентрации плазмы вдоль вспышечной петли (2), геометрии магнитного поля (1), величины индукции в вершине и в основаниях представляется модельным, однако имеющим весомые основания, следующие из наблюдений излучения в широком диапазоне длин волн. Кроме того, будем полагать, стационарность распределения магнитного поля и концентрации плазмы вдоль замкнутой петли. Эффект возрастания концентрации плазмы в верхней части петли в результате “испарения” плазмы может учитываться повышением концентрации в

вершине. Характерный размер вспышечной полупетли определим как  $3 \cdot 10^9$  см, что не противоречит оценкам, следующим из УФ наблюдений.

В процессе расчета кинетики ускоренных электронов и жесткого рентгеновского излучения будут рассмотрены модели, которые можно подразделить на следующие:

1. Модели распределения концентрации плазмы и магнитного поля.
2. Модели функции распределения электронов пучка в момент инжекции в плазму магнитной петли.

Первые модели отличаются в основном значениями концентрации плазмы в корональной части петли –  $6.5 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup> (красная кривая) и  $5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> (синяя кривая), при этом значения концентрации плазмы в хромосферной части совпадают и определяются выражением (2), а в основаниях равны  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Модели распределения магнитного поля вдоль петли отличаются конфигурацией (симметричные - асимметричные) поля и величиной отношения  $V_{\max}/V_0$ . Типичные значения данного параметра для модельных вспышечных петель, полученных экстраполяцией бессилового магнитного поля на основе наблюдений SDO, SOHO, находятся в диапазоне  $V_{\max}/V_0=1-16$ . Очевидно, что в петле с магнитным полем с большим отношением  $V_{\max}/V_0$  при фиксированной длине петли сходимость магнитного поля выше и потому следует ожидать более эффективного магнитного отражения электронов (сохранение адиабатического инварианта магнитного момента частицы), а значит и более эффективного накопления ускоренных электронов. Обсудим параметры модели распределения электронов пучка в момент их инжекции в плазму петли.

Функцию источника электронов зададим в факторизованном виде (см. Замечание, приведенное во Введении)  $S(E, \alpha, s, t) = K \cdot S_1(E)S_2(\alpha)S_3(s)S_4(t)$ ,  $S_1(E) = K \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\delta} \left(1 - \frac{E}{E_{end}}\right)^{10}$ , выбранные значения  $\delta = 3$  и  $7$  соответствуют жесткому спектру электронов при  $\delta = 3$  и мягкому спектру при  $\delta = 7$ . Рассмотреныpitch-угловые распределения  $S_2(\alpha) = 1$  (изотропный источник) и  $\cos^6(\alpha)$  (умеренная анизотропия). Значение  $K$  вычисляется исходя из потока энергии ускоренных электронов  $F_{el} = 10^{10}$  эрг / см<sup>2</sup> с, который соответствует типичным энергиям вспышек класса М по GOES [20]. Пусть пространственное распределение частиц в момент инжекции подчиняется закону

$S_3(s) = \exp\left[-\frac{(s-s_1)^2}{s_0^2}\right]$ , где область инжекции задается  $s_0 = 2 \cdot 10^8$  см. Величина смещения

инжекции от центра петли определяется  $s_1$ . Далее, если не указано иное,  $s_1=0$  см.

Модельный временной профиль инжекции задается в виде распределения

Гаусса:  $S_4(t) = \exp\left[-\frac{(t-t_1)^2}{t_0^2}\right]$ , где  $t_1 = 2.6$ с,  $t_0 = 1.4$ с. Задание временной структуры в виде

одионого импульса позволяет выявить характерные особенности динамики пучка ускоренных электронов и генерируемого ими ЖР излучения. При рассмотрении реальных вспышечных событий временной профиль будет являться суперпозицией большого числа всплесков. Как уже отмечалось ранее, ни в одной модели ускорения электронов не получен вид их углового распределения. Обсуждаются лишь возможности изотропного распределения, либо анизотропного, без конкретной угловой зависимости. Очевидно, что распространение ускоренных электронов в магнитоактивной плазме будет в значительной мере определяться видом питч-угловой зависимости, то есть степенью анизотропии пучка. Будем рассматривать в основном два предельных случая – изотропное распределение по питч углам  $S_2(\alpha) = 1$  и узконаправленный пучок  $S_2 = \cos^{2n}(\alpha)$ ,  $\sin^{2n}(\alpha)$ . Вопрос о степени  $n$  дискуссионный, однако показатель можно изменять, меняя, тем самым, степень анизотропии пучка. Закон распределения по координате отражает тот факт, что инжекция происходит в некоторой области, определяемой значением  $s_0$ . Значение  $s_0 = 2 \cdot 10^8$ см определяет границы области инжекции.

### 1.3.1. Модель изотропного распределения ускоренных электронов

Перейдем к анализу полученных результатов. Первоначально рассмотрим вариант изотропного распределения ускоренных электронов  $S_2(\alpha) = 1$  с инжекцией в вершине магнитной петли и симметричным магнитным полем (зеленая кривая на рисунке 1.2б).

Значения параметров пучка и плазмы зададим следующими: отношение  $V_{\max}/V_0=7$ , т.е. характерный масштаб изменения магнитного поля в петле  $h_B \approx 2.5s_{\max}$ , в вершине петли магнитное поле  $V_0=100$ Гс. В корональной части петли рассмотрим два возможных варианта концентрации плазмы  $n=6.5 \cdot 10^9$  и  $5 \cdot 10^{10}$ см<sup>-3</sup> (рис. 1.2а). Следует отметить, что плазма в корональной части петли для электронов с энергиями большими

30 кэВ является бесстолкновительной. Длительность инжекции ускоренных электронов в приведенных ниже моделях составляет 6с. Приведенные на рисунке 1.3 данные соответствуют моменту максимума инжекции  $t=2.6$ с. Рассматривалась петля, близлежащая к лимбу. То есть угол наблюдения был близок к  $90^0$ . Поток тормозного рентгеновского излучения для диапазона энергий 29–58 кэВ и 75–134 кэВ как функция координаты  $s$  приведен на рисунках 1.3а,б. Из графиков следует наличие **трёх локальных источников ЖРИ – одного в вершине и двух в основаниях**. Как и следовало ожидать, в петле с более высокой концентрацией плазмы в корональной части  $5 \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$  (синяя кривая) отношение яркости ЖРИ в вершине к яркости в основаниях больше чем в петле с меньшей концентрацией плазмы в вершине  $6.5 \cdot 10^9 \text{см}^{-3}$  (черная кривая). Рассмотрим графики 1.3и,к, которые соответствуют распределению ускоренных электронов вдоль вспишечной петли, проинтегрированные по питч – углам, для энергий 30 кэВ и 286 кэВ. Отметим, что локализация области инжекции ускоренных электронов является малой и задается значением  $s_0 = 2 \cdot 10^8 \text{см}$ . Со временем, в результате спирального движения электронов в магнитном поле, кулоновских парных столкновений и отражений от областей сильного магнитного поля, распределение электронов размывается вдоль петли, причем эффект размыва наибольший для модели с повышенной концентрацией плазмы (кривые 1,2 на панелях 1.3и,к). Питч-угловые зависимости функции распределения электронов в вершине, первоначально изотропные, становятся анизотропными с максимумом в распределении на углах  $90^0$  (квазипоперечное распределение) (панели 1.3д,з, кривые 1,2). Электроны, у которых направление импульса близко к квазипоперечному, могут выйти из области инжекции только испытав соударения с частицами плазмы. В основаниях петли питч–угловое распределение электронов меняет характер, становясь квазипродольным (панели 1.3в,г,е,ж), поскольку в основаниях накапливаются электроны, уходящие в конус потерь, то есть электроны с малыми питч–углами. Подобные выводы получены и в работе [48] для несколько иных параметров пучка и плазмы.

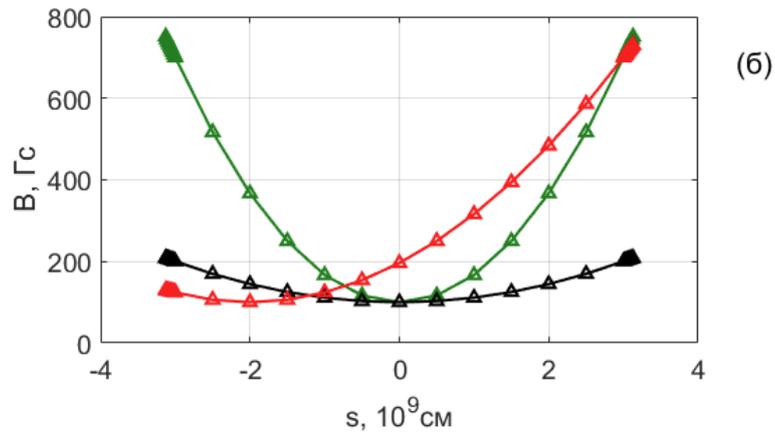
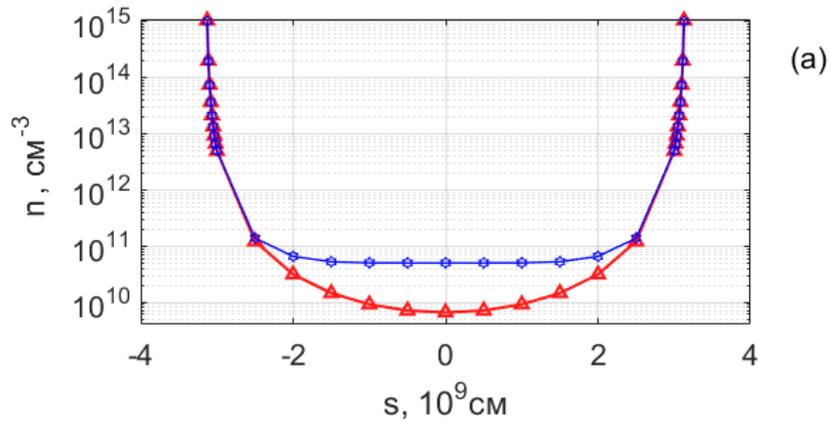
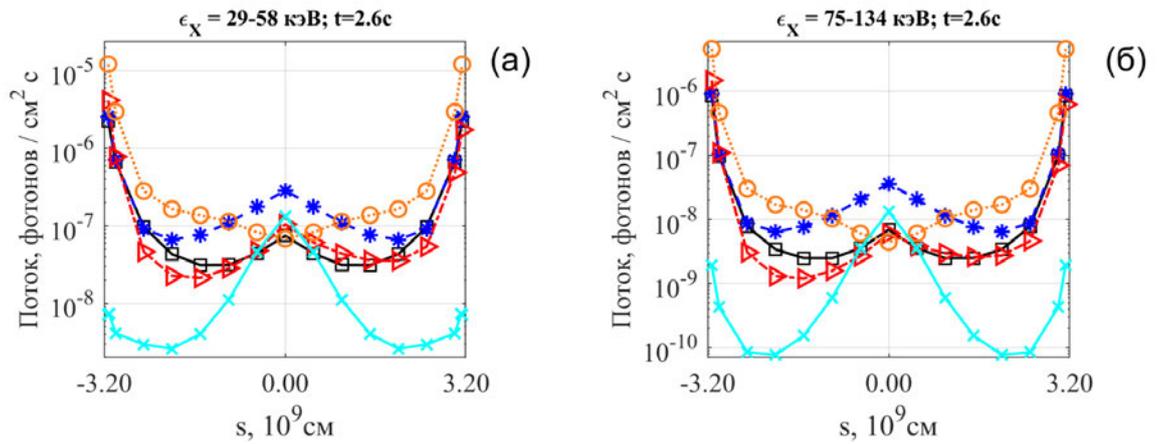


Рисунок 1.2. Панель (а) - распределение концентрации фоновой плазмы вдоль магнитной петли с концентрацией в вершине  $6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  (красная кривая),  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (синяя кривая). Панель (б) – распределение магнитного поля вдоль петли: черная кривая  $B_{\text{max}}/B_0=2$ , зеленая -  $B_{\text{max}}/B_0=7$ , красная -  $B_{\text{max}}/B_0=7$  со смещением минимума поля в точку  $s=-2 \cdot 10^9 \text{ см}$ .



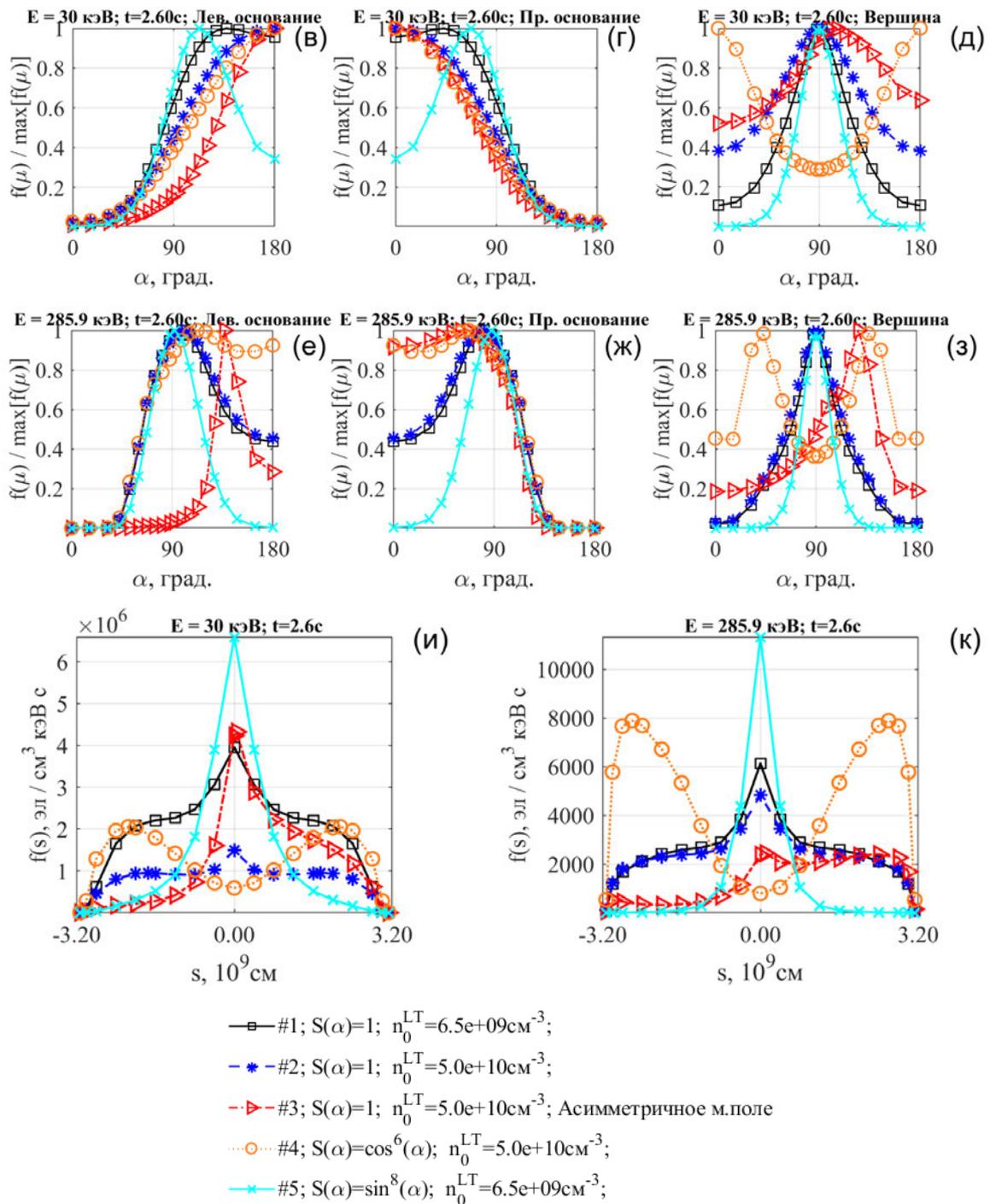


Рисунок 1.3. На панелях (а,б) представлены графики зависимости жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли в диапазонах энергий 29-58 кэВ и 75-134 кэВ. На панелях (в,г,е,ж) изображены зависимости функции распределения электронов от питч-угла (проинтегрированные по области в основании магнитной петли  $s = (\pm 2 - \pm 3.128) \cdot 10^9 \text{ см}$ ) для энергий электронов 30 кэВ и 286 кэВ. То же на панелях (д,з), но проинтегрировано по области в вершине петли ( $s = (-1.5 - +1.5) \cdot 10^9 \text{ см}$ ). На панелях (и,к) – зависимости функции распределения от координаты вдоль петли для электронов с энергией 30 кэВ и 286 кэВ (проинтегрированные по питч-углам). Время соответствует максимуму инжекции. Область минимума магнитного поля в модели с несимметричным магнитным полем (красная кривая) расположена в точке  $s = -2 \cdot 10^9 \text{ см}$ . Во всех случаях  $\delta=3$ ,  $B_{\text{max}}/B_0=7$ .  $F_{\text{el}}=10^{10} \text{ эрг см}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

Для более “мягких” спектров электронов в источнике с показателем  $\delta=5-7$  (при сохранении плотности потока частиц (энергии)) также **сохраняются 3 локальных источника**, но яркость ЖРИ в вершине петли в диапазоне энергий 29-58кэВ (рисунок 1.4а) по отношению к яркости ЖРИ в основаниях увеличивается. Это связано с тем, что в основаниях петли существенный вклад в излучение в диапазоне энергий фотонов 29-58кэВ вносят высокоэнергичные электроны, доля которых существенно уменьшается при смягчении спектра и, следовательно, уменьшается яркость ЖРИ оснований петли. Как результат, яркость ЖРИ в диапазоне энергий 29-58кэВ в вершине петли растет с ростом показателя спектра электронов. В то же время яркость ЖР излучения из вершины по отношению к излучению из оснований уменьшается при уменьшении магнитного отношения от 7 до 2 (сравним кривые на рис. 1.3а и 1.4а для значения  $\delta=3$ ). Естественное объяснение связано с изменением условий отражения электронов от областей сильного поля. Меньшая доля электронов меняет направление на движение к вершине.

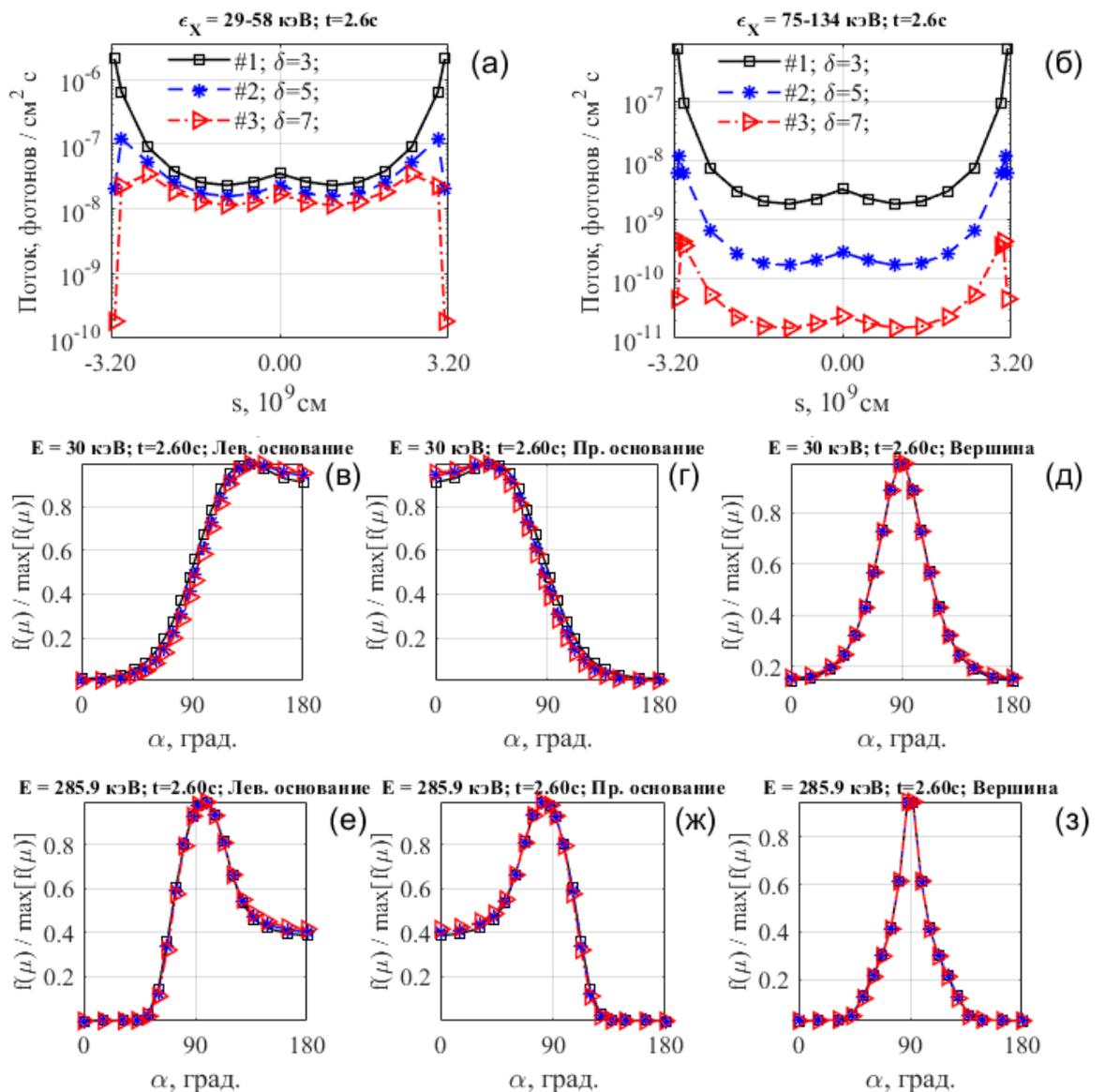
Отметим, что во всех случаях (см. рисунки 1.4а,б) смягчение энергетического спектра с  $\delta=3$  до  $\delta=5-7$  приводит к смещению источника рентгеновского излучения по высоте – его повышению, что связано с уменьшением числа высокоэнергичных электронов достигающих плотных слоев.

Модель не симметричного относительно вершины магнитного поля.

Рассмотрим динамику пучка электронов для не симметричного относительно вершины петли магнитного поля. Возможность реализации подобного распределения магнитного поля в реальных конфигурациях в короне Солнца следует из наблюдений SOHO, SDO и модельных расчетов магнитного поля. То есть, магнитные поля (пятна) противоположной полярности характеризуются различной величиной индукции поля.

В модельных расчетах величину смещения минимума магнитного поля  $b_1$  можно варьировать в пределах  $(0\div 3)\cdot 10^9$  см. Очевидно, смещение минимума поля не имеет смысла брать как малым, так и близким к одному из оснований. Поэтому сместим минимум магнитного поля влево в точку, отстоящую от вершины на  $s=b_1=-2\cdot 10^9$  см (рис. 1.2). При этом в правом основании сходимость поля задается высоким значением отношения  $V_{\max}/V_0=7$ , а в левом она существенно уменьшается (красная кривая на рисунке 1.2б) до 1.6. Дополнительно к модели с асимметричным магнитным полем

рассмотрим модель с повышенной концентрацией плазмы в вершине  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Ускоренные электроны изотропно распределенные поpitch-углам инжектируются по прежнему в вершину петли. В результате моделирования получим, что рентгеновская яркость вершины петли в сравнении с «левым» основанием уменьшилась и составила  $\sim 30\%$  в области энергий 29-58 кэВ (красная кривая на панели 1.3а), в то время как в симметричной петле яркость вершины составляла  $\sim 110\%$  от яркости в одном основании или около 40% от яркости всей петли (синяя кривая на панели 1.3а)<sup>1</sup>. Аналогичные изменения происходят и в диапазоне энергий 75-134 кэВ (рис. 1.3б).



<sup>1</sup> Под яркостью области подразумевается интенсивность излучения проинтегрированная в области  $s = (-1.5 - 1.5) \cdot 10^9 \text{ см}$  для вершины и  $s = (\pm 2 - \pm 3.128) \cdot 10^9 \text{ см}$  для оснований.

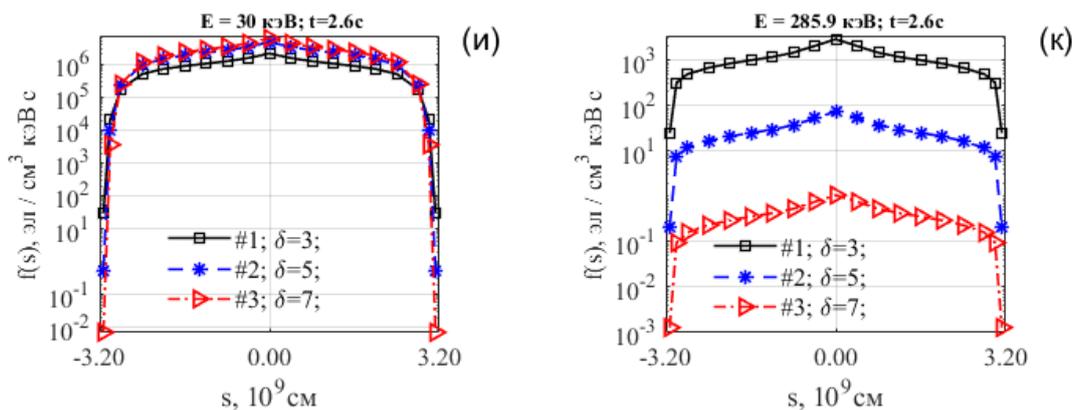


Рисунок 1.4. На панелях (а,б) представлены графики зависимости жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли в диапазонах энергий 29-58 кэВ и 75-135 кэВ. На панелях (в,г,е,ж) изображены зависимости функции распределения электронов от питч-угла (проинтегрированные по области в основании магнитной петли  $s = (\pm 2 - \pm 3.128) \cdot 10^9 \text{ см}$ ) для энергий электронов 30 кэВ и 286 кэВ. То же на панелях (д,з), но проинтегрировано по широкой области в вершине петли ( $s = (-1.5 - 1.5) \cdot 10^9 \text{ см}$ ). На панелях (и,к) – зависимости функции распределения от координаты вдоль петли для электронов с энергией 30 кэВ и 289 кэВ (проинтегрированные по питч-углам). Время соответствует максимуму инжекции. Во всех случаях  $S(\alpha)=1$ ,  $V_{\text{max}}/V_0=2$ ,  $\delta=3,5,7$ .

### 1.3.2. Модель анизотропного распределения ускоренных электронов

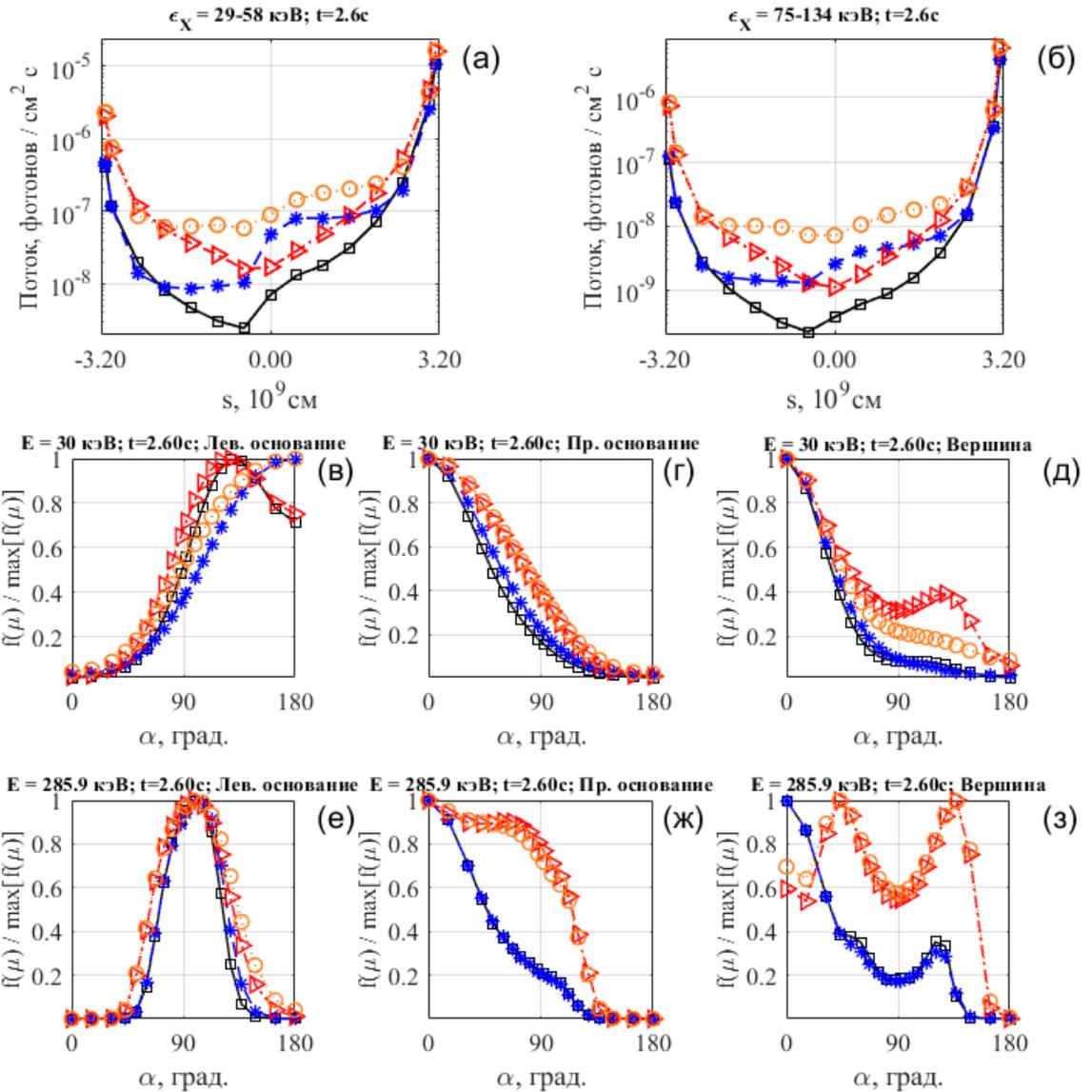
Рассчитаем распределение интенсивности ЖРИ вдоль магнитной петли для случая анизотропного распределения ускоренных электронов в момент инжекции. Рассмотрим симметричную магнитную ловушку с инжекцией электронов в вершину петли, с большим градиентом магнитного поля -  $V_{\text{max}}/V_0=7$  и высокой концентрацией плазмы в корональной части петли  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Длительность инжекции 6с, с максимумом в  $t=2.6\text{ с}$ . В модельных расчетах мы варьировали степень анизотропии, задавая угловую часть функции распределения электронов в виде  $S(\alpha)=\cos^{2n}(\alpha)$ . Например, для  $n=3$  относительное число электронов, распространяющихся в узком конусе углов около  $30^\circ$  составляет  $\sim 42\%$ . Рассмотрим именно такой умеренно анизотропный квазипродольный  $S(\alpha)=\cos^6(\alpha)$  источник электронов. Поскольку угловое распределение в инжекторе является симметричным относительно оснований, то следует ожидать симметричных распределений электронов вдоль петли во времени. На рисунке 1.3и,к (оранжевая кривая) представлены функции распределения ускоренных электронов вдоль петли для момента максимума инжекции электронов 2.6с для энергий 30 кэВ и 286кэВ. Как и ожидалось, кривые симметричны относительно вершины. Однако, в отличие от изотропного случая, число электронов в вершине меньше, чем в близлежащих областях петли. То есть в окрестности самой вершины петли не происходит преимущественного накопления ускоренных электронов. Следовательно, и яркость ЖР излучения в этой

области минимальна – **локальный источник в вершине отсутствует**. Плазма в корональной части петли практически бесстолкновительная для таких энергий электронов и динамика пучка в вершине определяется процессами инжекции и магнитного отражения. При изменении величины магнитного поля в два раза на масштабе полупетли  $3 \cdot 10^9$  см отражение для электронов с начальным питч – углом в  $45^\circ$  происходит в области  $s=3 \cdot 10^9$  см. Электроны с начальным питч-углом  $30^\circ$  отражаются на границе с хромосферой при отношении  $V_{\max}/V_0 > 4$ . Таким образом, наличие магнитного поля с большим отношением  $V_{\max}/V_0$  само по себе не гарантирует накопления электронов в вершине а значит и возникновения источника ЖР излучения в этой области магнитной петли. Отметим, что несимметричность магнитного поля петли и/либо умеренная анизотропия в распределении инжектируемых электронов могут свести на нет эффективность магнитных «зеркал» и/или сверхвысокой концентрации фоновой плазмы в корональной части петли для локализованного в вершине ЖР источника.

Следует обсудить еще одну возможную причину локализации ЖР источника в вершине магнитной петли. В случае, если угловое распределение в источнике ускоренных электронов изначально квазипоперечное, например,  $S = \sin^8(\alpha)$  (голубая кривая №5 на рисунке 1.3) даже при низкой концентрации плазмы в вершине  $6.5 \cdot 10^9$  см<sup>3</sup>, существенная доля электронов оказывается захвачена в ловушке, в верхней её части, что приводит к доминирующему **ЖР источнику в вершине**, в том числе и на высоких энергиях 75-134кэВ (рис. 1.3б).

Рассмотрим другой возможный вариант анизотропного распределения ускоренных электронов в момент их инжекции - преимущественный пролет в одно из оснований. Первоначально определим направление отсчета питч-угла электрона. Пусть оно определяется вектором **V**, направленным в вершине в правое основание. После этого зададим угловую часть функции распределения в виде  $S(\alpha) = \exp\left(-\frac{(\alpha-\alpha_1)^2}{\alpha_0^2}\right)$  для  $180^\circ \geq \alpha \geq 0^\circ$ , “Дисперсия”  $\alpha_0$  определяет угловую ширину распределения. При малых значениях  $\alpha_0$  пучок будет узконаправленным, при больших будет приближаться к изотропному распределению. Выберем для анализа промежуточный вариант с умеренной анизотропией с  $\alpha_0 = 36^\circ$  ( $\alpha_1=0$ ). Остальные параметры пучка и плазмы приведены на рисунке 1.5. Рассчитаны 4 модели, отличающиеся различными

значениями магнитного отношения и концентрации плазмы в вершине. Для электронов с инжекцией в направлении правого основания магнитной петли  $\alpha_1 = 0$  яркость источника ЖРИ в вершине мала по сравнению с яркостью обоих оснований (рисунок 1.5а,б), причём наибольшая яркость жесткого рентгеновского излучения достигается в правом основании. То есть наиболее яркими являются **2 основания** с контрастом яркости на порядок в пользу правого основания. Яркость вершины и средней части петли на 2-3 порядка ниже.



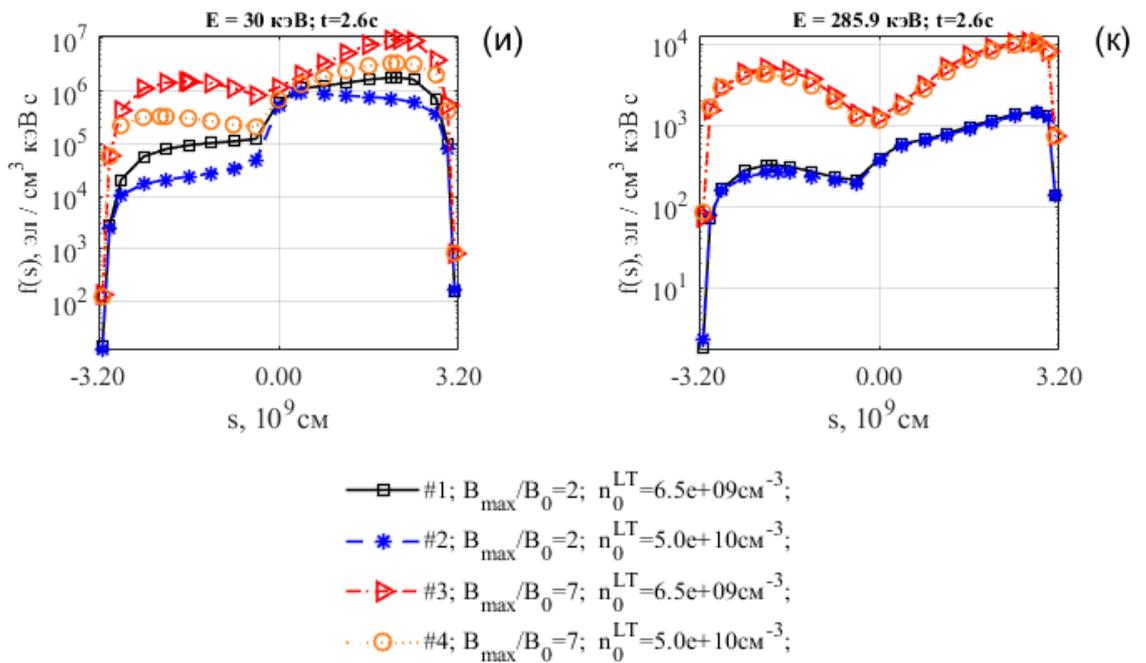
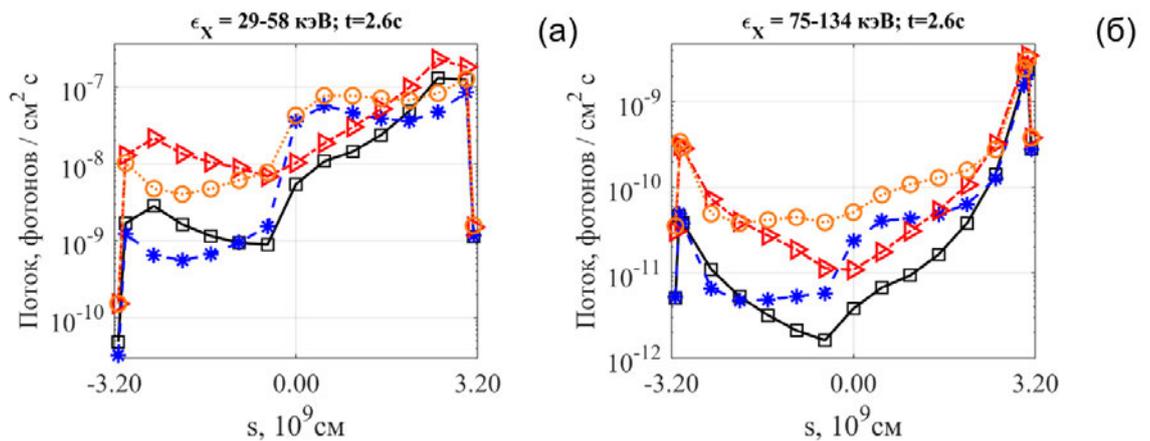


Рисунок 1.5. То же, что на рисунке 1.4 для несимметричного по углам источника  $S(\alpha) = \exp\left(-\frac{(\alpha-\alpha_1)^2}{\alpha_0^2}\right)$ ,  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_0 = 36^\circ$  с показателем спектра электронов  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$  и 7 и различной концентрацией плазмы в вершине петли.

Особо отметим, что высокая концентрация плазмы в вершине петли  $\approx 5 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$  и мягкий спектр электронов  $\delta=7$  приводят к практически равномерной яркости в области между вершиной и основанием в направлении которого происходила инжекция электронов (рисунок 1.6а, синяя кривая №2) в диапазоне энергий 29-58кэВ.



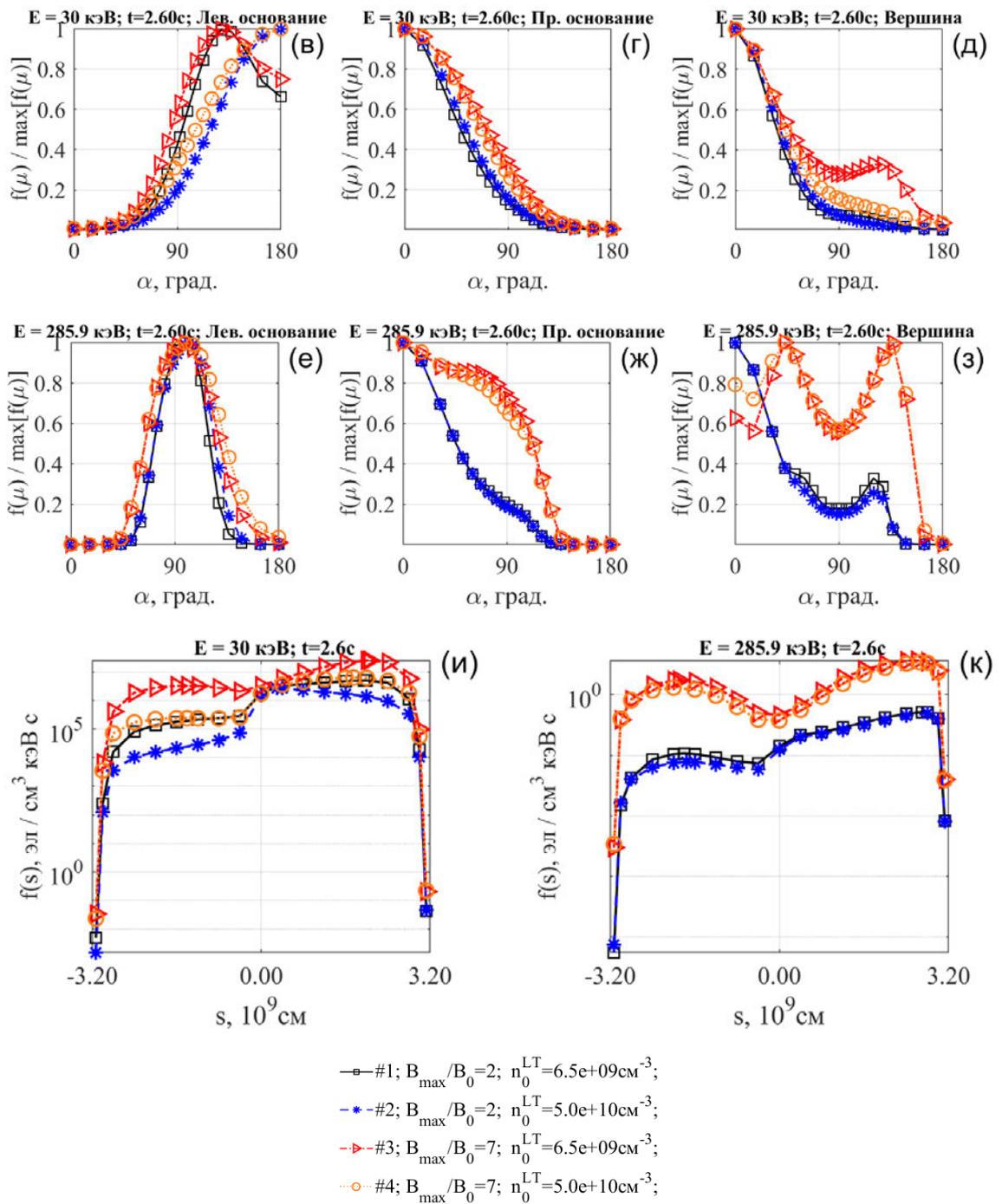


Рисунок 1.6. То же, что на рисунке 1.4 для несимметричного распределения по питч-углам источника  $S(\alpha) = \exp\left(-\frac{(\alpha-\alpha_1)^2}{\alpha_0^2}\right)$ ,  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_0 = 36^\circ$  с показателем спектра электронов  $\delta=7$ ;  $B_{\max}/B_0=2, 7$  и различной концентрацией плазмы в вершине петли.

Таблица 1. Распределение яркости рентгеновских источников вдоль петли. Рассмотренные модели.

<b>Вероятность источник в</b>	<b>наблюдать вершине при</b>	Рисунок 1.3, 1.7	При квазиперечном ист. уск. эл. типа $\sin^8(\alpha)$ яркость вершины велика даже при низкой концентрации плазмы. При
-----------------------------------	----------------------------------	---------------------	---

<p>различном питч-угловом распределении ист.уск.эл-ов</p>		<p>изотропном распределении вершина яркая только в сочетании с высокой концентрацией плазмы <math>n_0^{LT} &gt; 10^{10} \text{см}^{-3}</math> и сильном градиенте симметричного м.поля <math>V_{\max}/V_0 \sim 7</math>. При анизотропном распределении типа <math>\cos^6(\alpha)</math> вершина окажется яркой в сравнении с основаниями только при экстремальных значениях <math>n_0^{LT} &gt; 10^{11-12} \text{см}^{-3}</math> и симметричном магнитном поле.</p>
<p>Влияние симметрии магнитного поля, отношения <math>V_{\max}/V_0</math>, на <b>вероятность наблюдать источник в вершине</b> при <math>\delta=3</math>.</p>	<p>Рисунок 1.3</p>	<p>Влияние <math>V_{\max}/V_0</math> и концентрации плазмы в вершине нивелируется при нарушении симметрии магнитного поля.</p> <p>В анизотропном случае источник в вершине не наблюдается даже в симметричном случае.</p> <p>В изотропном случае источник в вершине будет наблюдаться только при условии наличия одновременно нескольких дополнительных условий таких как: <math>V_{\max}/V_0 &gt; 5</math>, симметрия магнитного поля, <math>n_0^{LT} &gt; 10^{10} \text{см}^{-3}</math>.</p>
<p>Влияние энергетического спектра электронов на <b>яркость источника в вершине</b>.</p>	<p>Рисунок 1.4</p>	<p>Смягчение спектра электронов в источнике с <math>\delta=3</math> на <math>\delta=5-7</math> приводит к усилению яркости источника излучения в вершине петли в диапазоне энергий 29-58кэВ.</p> <p>Существенно меняется высота рентгеновского источника в основании петли: чем мягче спектр, тем выше источник.</p>
<p>Влияние симметричности инъекции электронов на яркость источника в вершине петли при <math>\delta=3</math>.</p>	<p>Рисунок 1.5</p>	<p>ЖР источник в вершине слабый даже при высокой концентрации плазмы в вершине петли и отношении <math>V_{\max}/V_0=7</math>.</p>

Влияние симметричности инъекции электронов на яркость источника в вершине петли при $\delta=7$ .	Рисунок 1.6	Мягкий спектр электронов в симметричной по магнитному полю петле и при высокой концентрации плазмы в корональной части, приводят к яркому, протяженному источнику в области между вершиной и основанием петли.
--	-------------	--

**Примечание к таблице:** если в левой колонке не указаны прочие свободные параметры, то предполагается, что вывод в правой колонке справедлив для всех значений не указанных параметров моделей, которые были рассмотрены в настоящем параграфе.

Обобщим результаты, полученные в данном параграфе. На рисунке 1.7 приведены кривые отношения яркости ЖР источника в вершине (интеграл по области  $s=(-1.5-1.5)\cdot 10^9$  см) к интегральному излучению от всей петли. Нижняя панель приведена с целью показать особенно сильное влияние квазипоперечного питч-углового распределения ускоренных электронов в источнике. Даже при невысокой концентрации плазмы в корональной части магнитной петли данное распределение  $S(\alpha)=\sin^8(\alpha)$  привело к существенно более высокой яркости вершины относительно остальных моделей. На графиках также можно отметить различную эволюцию яркости вершины во времени, например, при асимметричном магнитном поле наблюдается тенденция к ослаблению источника в вершине в фазе роста, пика и спада. Увеличение отношения  $V_{\max}/V_0$  с 2 до 7, как видно, оказывает более слабое влияние на яркость вершины, чем увеличение концентрации плазмы на порядок или смягчение спектра с  $\delta=3$  до  $\delta=7$ . Анизотропное питч-угловое распределение электронов типа  $S(\alpha)=\cos^6(\alpha)$  по яркости в фазе роста и пика ( $t=2.6$  с) может оказаться сравнимым с изотропным, но с меньшей на порядок концентрацией плазмы.

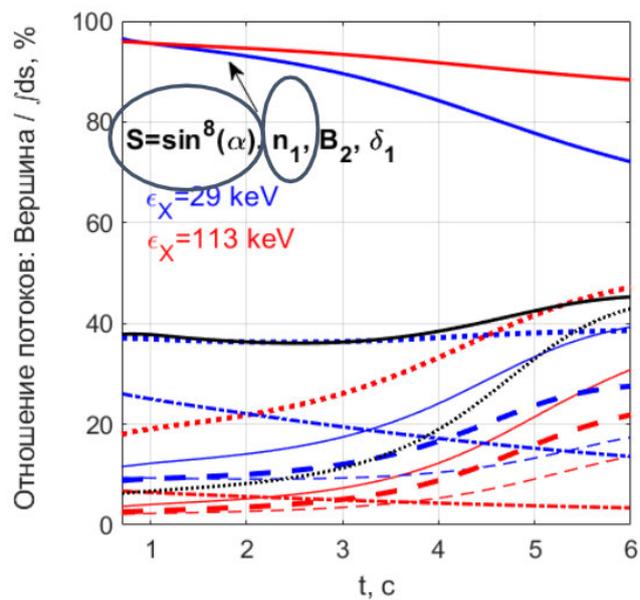
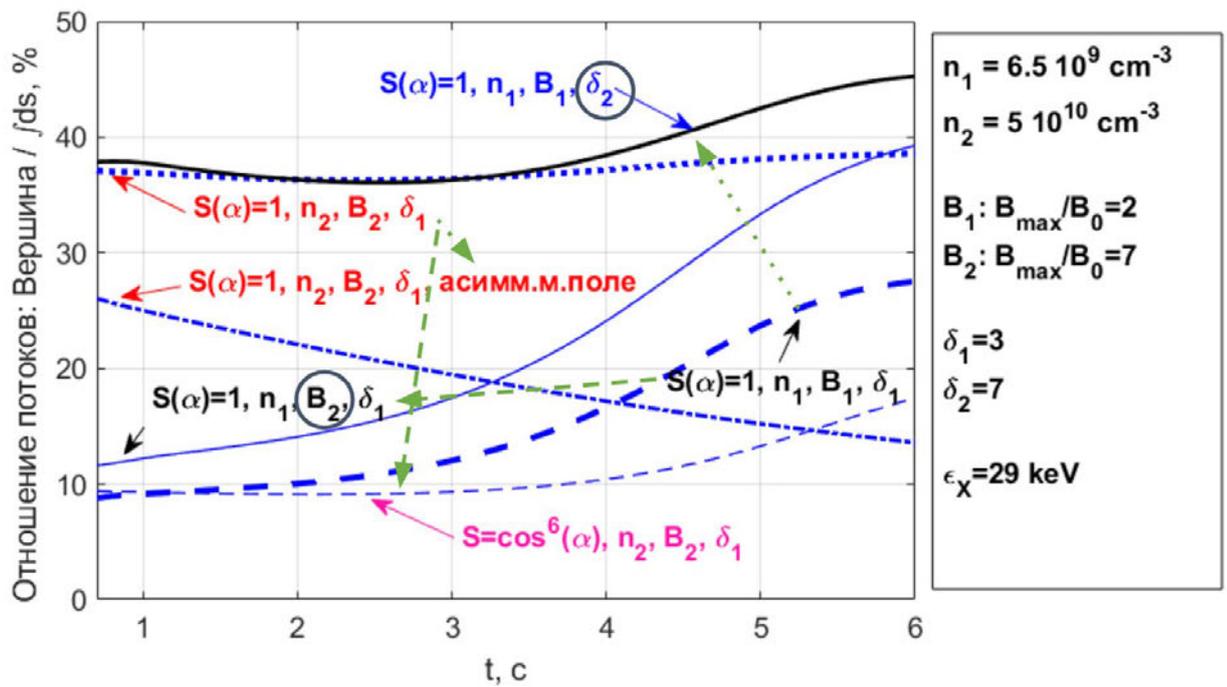


Рисунок 1.7. Яркость источника жесткого рентгеновского излучения на энергии  $\epsilon_X=29$  кэВ в вершине для рассмотренных выше моделей.

Динамика спектров электронов и рентгеновского излучения для различных областей вспышечной петли, а также распределение степени поляризации ЖРИ будут рассмотрены в параграфах 1.4. 1.7.

## 1.4. Динамика энергетических спектров ускоренных электронов и жесткого рентгеновского излучения

Для солнечных вспышек из наблюдений не удастся определить параметры ускоренных электронов *in situ*, придется решать обратную задачу - восстанавливать характеристики электронов косвенным образом, используя наблюдательные данные по регистрации электромагнитного излучения. Заметим, что такой подход не позволяет определить угловую часть функции распределения электронов. Обратная ситуация имеет место в модельных задачах (см. результаты параграфа 1.3.) . В таблице 2 сформулированы основные выводы о спектрах электронов и излучения для различных моделей.

Рассмотрим влияние на спектры степени анизотропии в распределении электронов и симметрии источника электронов в момент инжекции в вершине магнитной петли. Первоначально рассмотрим модели с достаточно низкой концентрацией плазмы в вершине  $n_0^{LT} = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , что предполагает практически бесстолкновительный пробег в плазме корональной части магнитной петли электронов с энергией  $>40 \text{ кэВ}$ . Энергетический спектр электронов в момент инжекции задавался степенным с различными показателями  $\delta = 3$  и  $5$ . При решении кинетической задачи в уравнении (5), как и ранее, не учитывались члены, описывающие рассеяние электронов на магнитных неоднородностях и турбулентной моде (см. Главу 2. ). Спектры электронов в **вершине и основании** для двух моделей, изотропной и анизотропной, проинтегрированные по pitch-углу, представлены на рисунке 1.8 для различных моментов времени. В фазе роста и пика спектр электронов в области 30-300 кэВ аппроксимируется степенной функцией с показателем  $\delta$ . В фазе спада в момент времени  $t = 6 \text{ с}$  уплощение низкоэнергичной части связано с кулоновским рассеянием электронов и прекращением инжекции ускоренных электронов. В этом случае спектр аппроксимируется степенным законом до энергии излома. Инверсное распределение спектра электронов в основании в  $t = 1 \text{ с}$  вызвано тем, что низкоэнергичные электроны к этому моменту времени еще не успели заполнить данную область петли. Обсудим детально изменение энергетических спектров в изотропной и анизотропной моделях пучка ускоренных электронов.

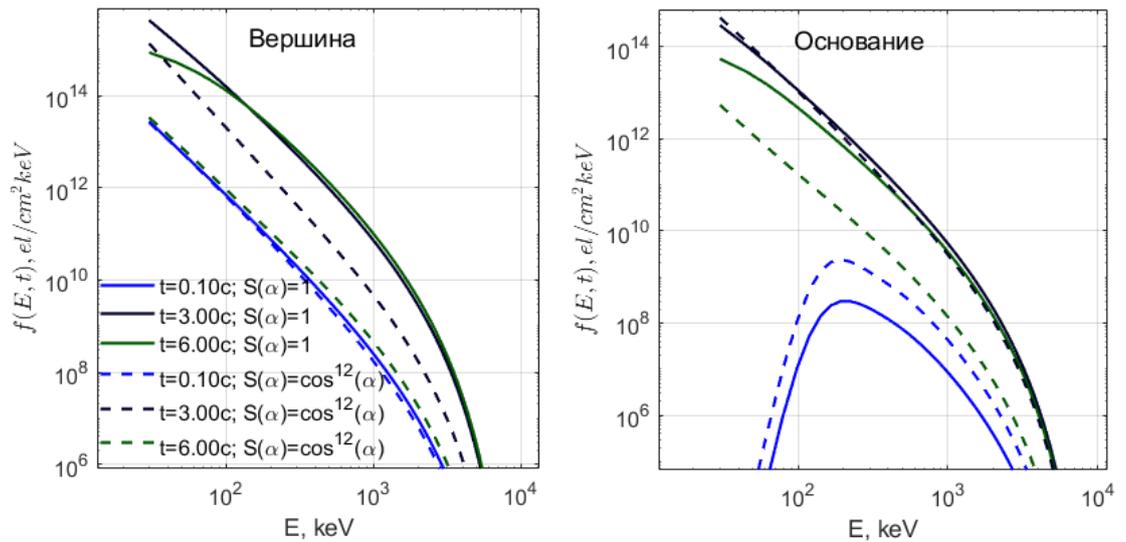


Рисунок 1.8. Спектры ускоренных электронов для изотропной модели (сплошные кривые) и анизотропной модели (штриховые кривые) для трех моментов времени  $t=0.1, 3, 6$  с. Функция распределения электронов проинтегрирована по питч-углам и по петле в диапазоне  $s = (-1.5 - 1.5) \cdot 10^9$  см для вершины и  $s = (\pm 2 - \pm 3.128) \cdot 10^9$  см для оснований (без учета площади сечения петли).  $n_0^{LT}=5 \cdot 10^9$  см $^{-3}$ ,  $F_{el} = 10^{10}$  эрг/см $^2$ с,  $\delta=3$ ,  $V_{max}/V_0=2$ . Максимуму инжекции соответствует время  $t=2.6$ с.

### Энергетические спектры. Модель изотропного распределения ускоренных электронов

Рассмотрим изменение энергетических спектров электронов и ЖР излучения в модели **изотропного** по питч-углам (в момент инжекции) распределения и степенного спектра по энергиям с  $\delta=3$ . Показатели спектра электронов на панели 1.9(б) соответствуют спектрам, представленным на рисунке 1.8. Значения параметров моделей приведены в подписях к графикам. Обобщающая информация дана в таблице 2. На рисунке 1.9 представлены результаты аппроксимации степенной функцией спектра фотонов в диапазоне энергий 28.5-58.2кэВ (панели а,г,ж) и спектра электронов в диапазоне энергий  $\sim 30$ -190кэВ (панели б,д,з). Погрешности аппроксимации спектров фотонов и электронов на графиках опущены с целью улучшения визуального восприятия. Характерная величина погрешности значения показателя спектра не превышает 0.05-0.1.

На панелях (в,е,и) даны значения разности показателей спектров фотонов и электронов  $\gamma_1(t)-\delta_1(t)$ . В левой колонке (панели 1.9а,б,в) представлены две модели с угловым распределением в источнике  $S(\alpha)=1$  (сплошная линия) и  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$

(штриховая линия) с показателем спектра электронов в момент инжекции  $\delta=3$  и отношением  $V_{\max}/V_0=2$ .

Прежде всего рассмотрим, как меняется спектр электронов (показатель спектра) во времени в разных частях магнитной петли для модели с изотропным распределением по питч-углам (сплошные кривые). Как следует из рисунка 1.9б,д,з, спектр электронов в корональной части (вершине) петли (голубая кривая) для изотропного распределения на стадии роста потока слегка ужестчается - показатель  $\delta_1(t)$  уменьшается от 3 до 2.7. Очевидно, это связано, в первую очередь, с приходом в эту область высокоэнергичных электронов, испытавших отражение в магнитном поле. Этот вывод подтверждается и тем, что в первые моменты времени (пока отраженных частиц нет) спектр электронов практически не изменился - показатель  $\delta_1(t)$  близок к 3. Спектр в основаниях (красная кривая) первоначально более жесткий  $\delta_1(t) = 2.5$  - определяется временем распространения энергичных электронов от вершины до оснований (практически свободным разлетом), и в дальнейшем незначительно смягчается - показатель спектра возрастает до  $\delta_1(t) = 2.7$ . Разность показателей спектров  $\gamma_1(t)-\delta_1(t)$  (рис. 1.9в) в вершине изменяется от 0.5 до 1.0, что является характерным для модели тонкой мишени. Иная ситуация в основаниях петли: разность показателей  $\gamma_1(t)-\delta_1(t)$  меняет не только величину, но и знак, возрастая от -0.2 до +0.5 на протяжении времени инжекции электронов. Из этого следует, что в модели изотропного распределения электронов ни в вершине, ни в основаниях не реализуются простые модели мишеней, что и следовало ожидать, поскольку в моделях предполагается стационарное распределение электронов с учетом только парных кулоновских соударений. В рассматриваемой задаче кинетики дополнительно учитываются нестационарная инжекция, магнитное отражение, обратный ток, степень ионизации, которые определяют нестационарную функцию распределения ускоренных электронов в плазме вспышечной петли.

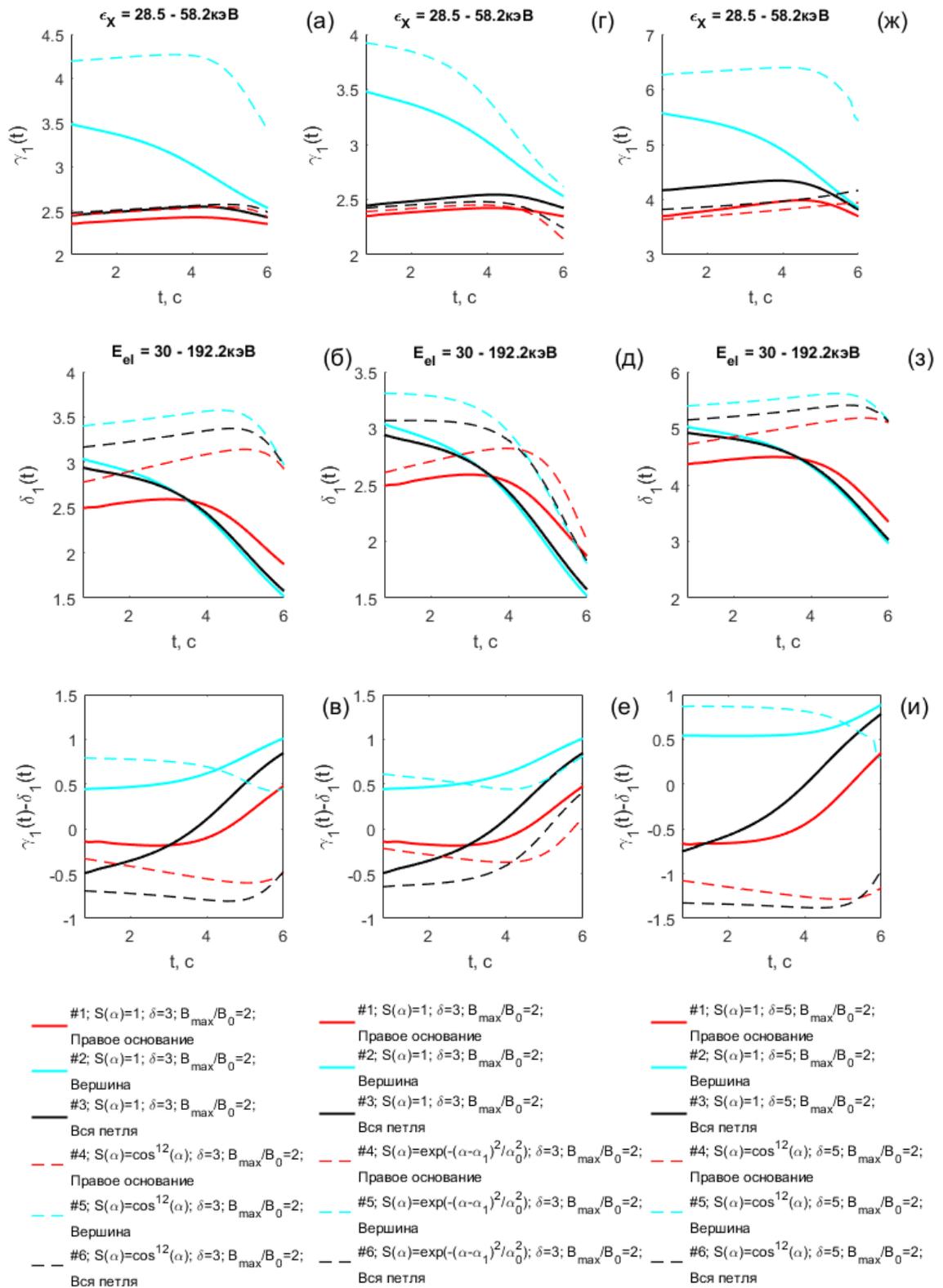


Рисунок 1.9. Графики зависимости спектральных индексов в распределении электронов и рентгеновского излучения от времени. Максимуму инжекции соответствует время  $t=2.6$ с. На панелях (а,г,ж) представлена зависимость показателя спектра фотонов  $\gamma_1(t)$  в диапазоне энергий  $\sim 28-58$  кэВ. На панелях (б,д,з) представлена зависимость показателя спектра электронов  $\delta_1(t)$  в диапазоне энергий  $\sim 30-190$  кэВ. На панелях (в,е,и) дана зависимость  $\gamma_1(t) - \delta_1(t)$ . Значения параметров моделей приведены в подписях к графикам.

Сравниваются между собой модели со сплошными и штриховыми линиями (с одинаковым цветом линий). В каждой колонке своя пара моделей.  $n_0^{LT}=5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $F_{el} = 10^{10} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$ . Область интегрирования для вершины  $s = (-1.5 - +1.5) \cdot 10^9 \text{ см}$ , для основания  $s = (\pm 2 - \pm 3.128) \cdot 10^9 \text{ см}$ . Электронные функции распределения проинтегрированы по питч-углу.

### **Энергетические спектры. Модель анизотропного распределения ускоренных электронов**

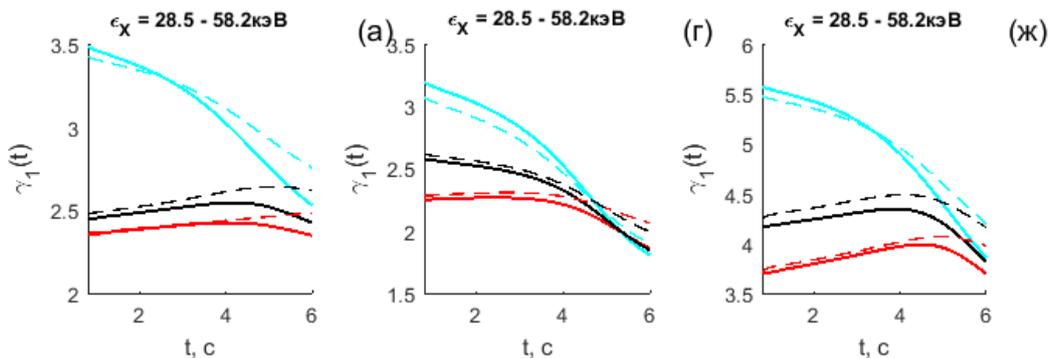
Рассмотрим изменение спектров электронов и ЖР излучения для модели анизотропного по питч-углам (в момент инжекции) распределения и степенного спектра по энергиям с  $\delta=3$ . Анизотропию функции распределения ускоренных электронов в момент инжекции в вершине петли с узкой питч-угловой зависимостью зададим функцией  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  (симметрия относительно вершины). Остальные параметры пучка и плазмы такие же, как и для модели изотропного распределения. Очевидно, что спектр электронов в основаниях петли должен быть подобным спектру в источнике в момент инжекции при такой степени анизотропии. Это подтверждается на рисунке 1.9б - красная пунктирная кривая близка к значению показателя  $\delta(t)=3$ . В вершине петли спектр электронов более мягкий -  $\delta_1(t)$  возрастает до  $\sim 3.5-3.7$ , что связано с относительно большим вкладом менее энергичных электронов, рассеянных и отраженных от магнитных зеркал. Динамика спектра рентгеновских квантов в диапазоне 28.5 кэВ - 58.2 кэВ представлена на рисунке 1.9а. Отметим значительно большую жесткость ЖР спектра в основаниях по сравнению с вершиной -  $\gamma_1(t) \sim 2.5$  и 4.25, соответственно. Следует также подчеркнуть, что спектры ЖР излучения в основаниях в изотропной и анизотропной моделях подобны (хотя, конечно, потоки различные) и существенно различные в вершине. Разность  $\gamma_1(t)-\delta_1(t)$  (панель 1.9в) для анизотропного распределения положительная в вершине петли, хотя несколько меньше 1 (0.75). Для оснований знак разности показателей остается отрицательным, но не превосходит -0.5. То есть, как и в изотропном случае, простые модели мишеней не реализуются.

В случае спектров в основаниях и интегрального по всей петле (красная/черная сплошная и штриховая линии на панели а), анизотропия функции распределения электронов в источнике  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  не оказала существенного влияния. Тоже можно сказать и в случае, если источник электронов не симметричный с инжекцией в одно основание петли 1.9г. Фотонный спектр, при этом, отличается от инжектированного на

$\sim 0.5$  единицы. Ситуация меняется при смягчении спектра при  $\delta=5$  (рис. 1.9ж) – показатель спектра в основаниях отличается от инжектированного на единицу. Заметим, что в данном случае отличие на единицу не имеет отношения к толстой мишени, т.к. сравнение производится с инжектированными электронами, а не с излучающими.

**Энергетические спектры. Магнитное отражение. Изотропная и анизотропная модели.**

Рассмотрим отдельно влияние отношения  $V_{\max}/V_0$  для моделей изотропного источника (рисунок 1.10), и анизотропного распределения (рисунок 1.12) при разной концентрации плазмы в корональной части петли и разном спектре электронов  $\delta$ . Заметим, что возрастание отношения  $V_{\max}/V_0$  увеличивает эффективность магнитного отражения электронов и, соответственно, долю частиц, которые распространяются в обратном направлении, к вершине. Увеличение  $V_{\max}/V_0$  приводит к смягчению интегрального спектра на фазе спада за счет усиления вклада источника в короне в изотропном случае, причем эффект слабеет при высокой концентрации в короне, что вызвано более сильной кулоновской диффузией близкой к эффективности магнитного отражения при  $n_0^{LT} \sim 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и  $V_{\max}/V_0 = 7$  (панель 1.10г, черные кривые в сравнении с панелями рисунок 1.10а,ж). Влияние отношения  $V_{\max}/V_0$  для анизотропного источника (рисунок 1.12) противоположное – спектр в основаниях и интегральный становятся более жесткими.



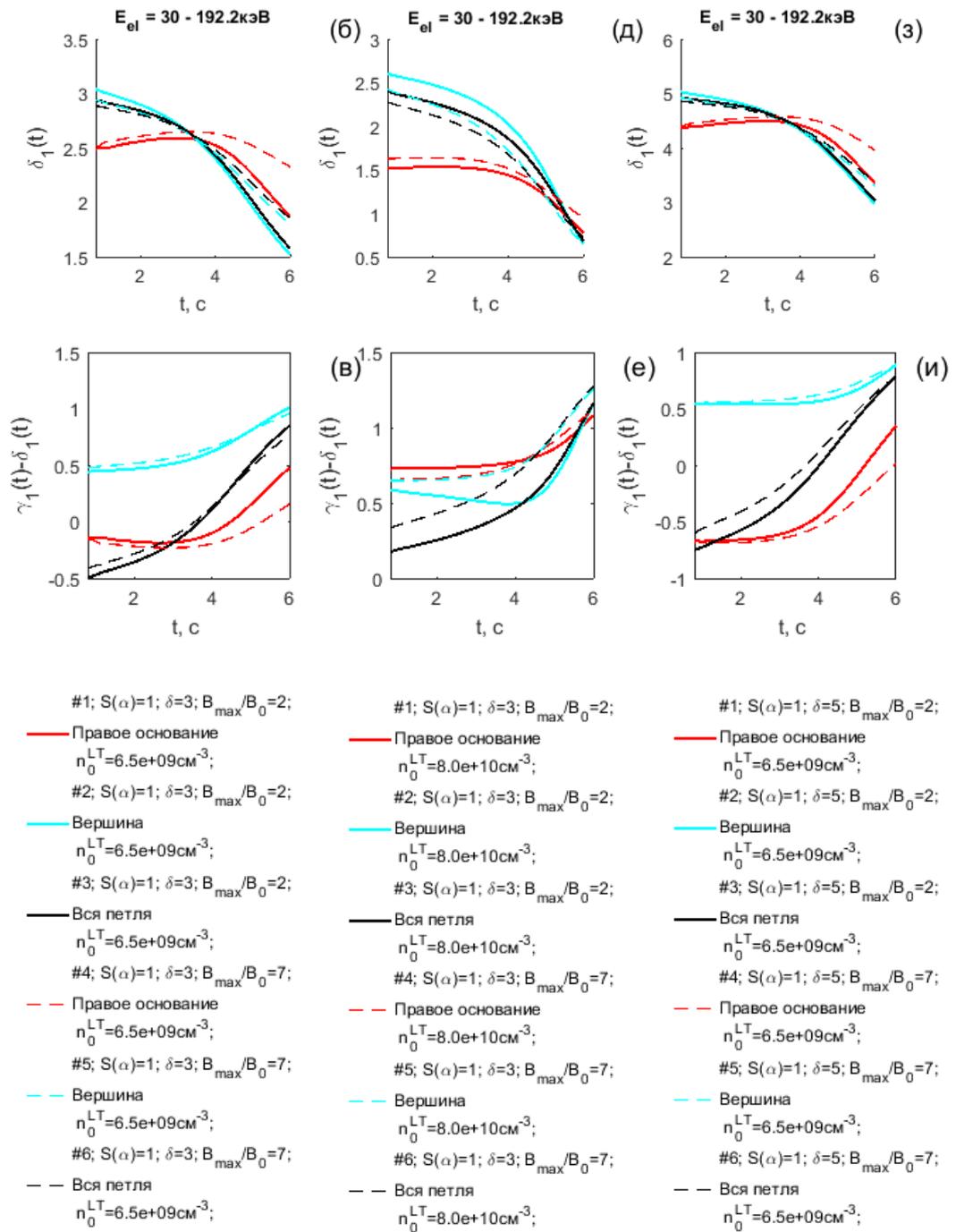
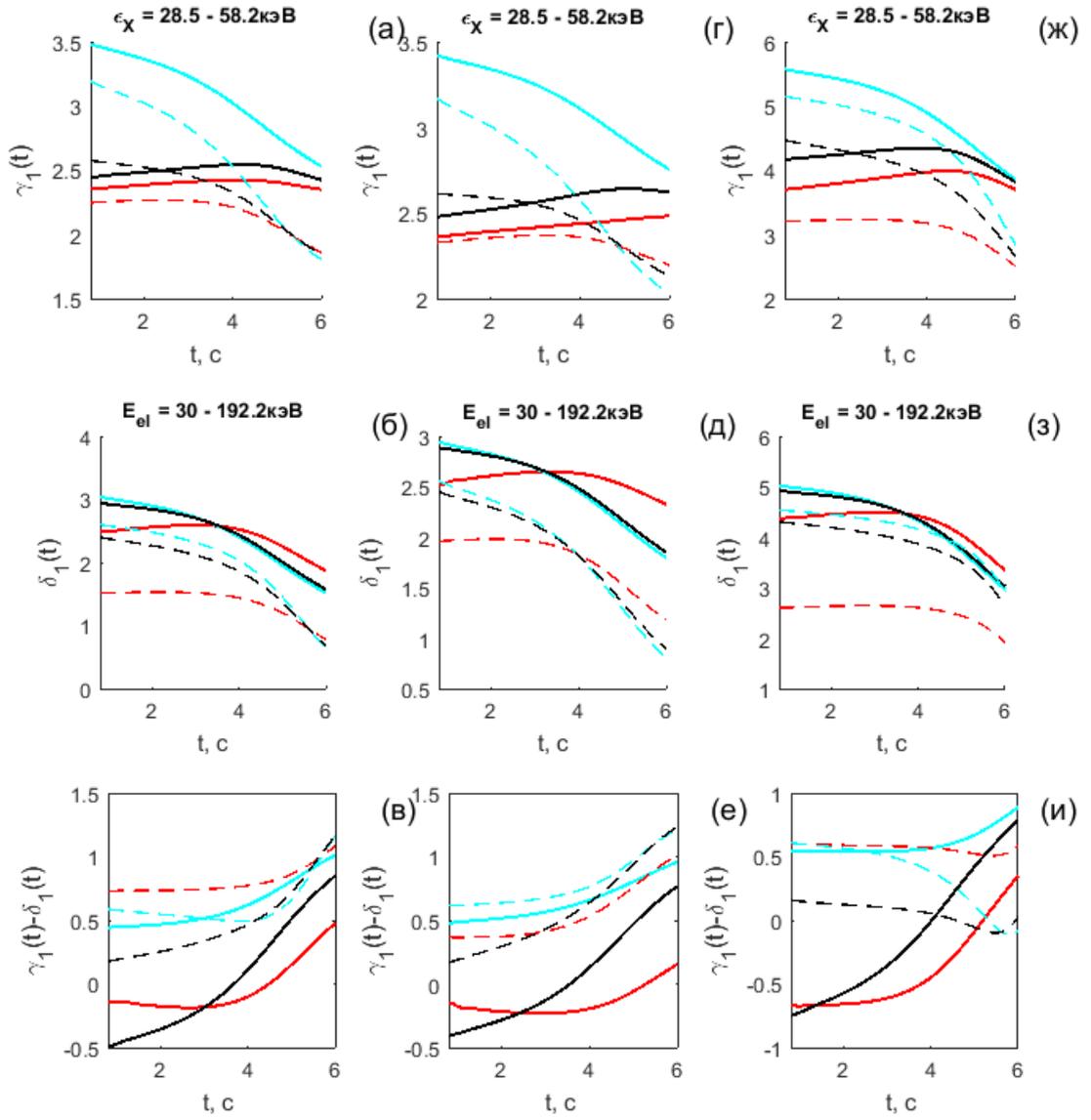


Рисунок 1.10. Описание панелей дано под рисунком 1.9. Справочная информация дана в таблице 2.

Рассмотрим также влияние концентрации в вершине петли для изотропного и анизотропного источников (рисунки 1.11, 1.13) при разных значениях  $\delta$ ,  $B_{max}/B_0$ . В изотропном случае (рисунок 1.11) увеличение концентрации приводит к более жесткому интегральному спектру и спектру в короне, показатель степени уменьшается на  $\sim 0.4$  единицы, что связано с возросшими потерями энергии низкоэнергичными

электронами, в отличие от анизотропного случая (рисунок 1.13) с  $\delta=3$ , в котором концентрация в короне не оказывает существенного влияния.



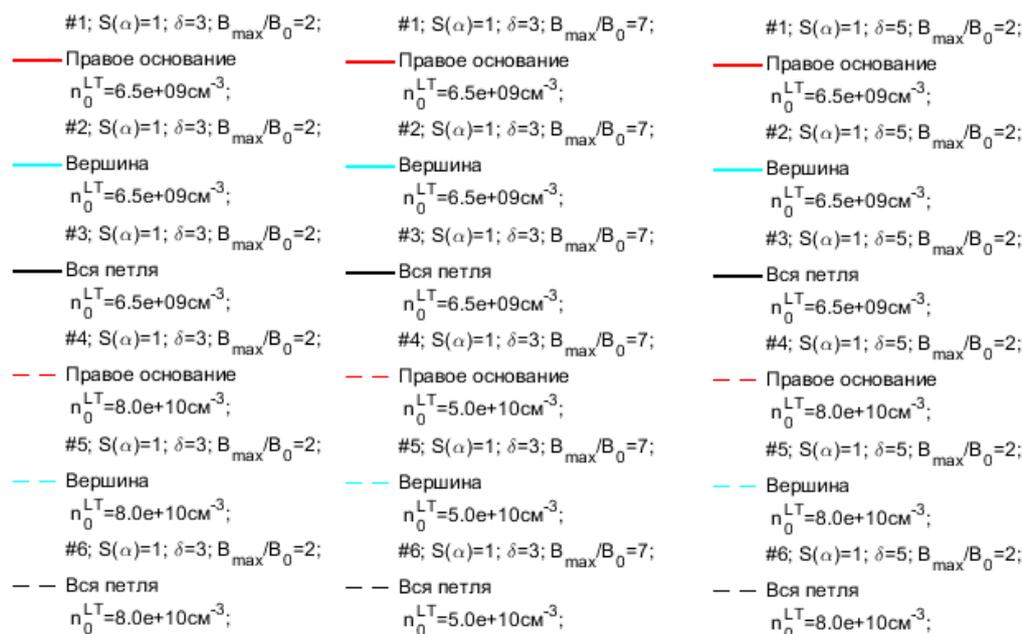


Рисунок 1.11. Описание панелей дано под рисунком 1.9. Справочная информация дана в таблице 2.

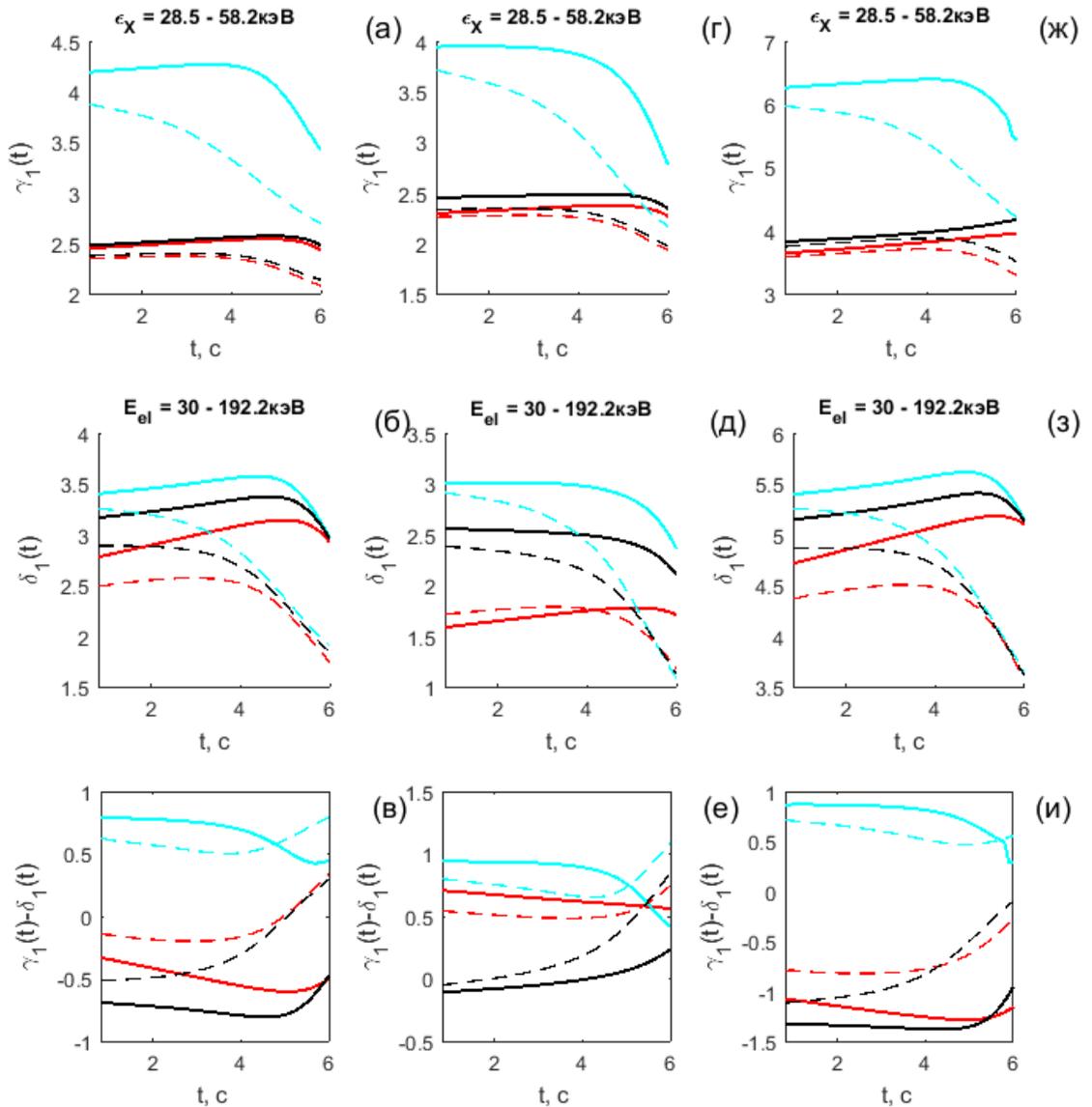
Таблица 2. Рассмотренные модели.

Влияние анизотропии и симметричности источника при $V_{\max}/V_0=2$ для $\delta=3$ (+1 вариант для $\delta=5$ ) (при концентрации в короне $<10^{10}\text{см}^{-3}$ )	Рисунок 1.9	Анизотропия и асимметричность приводят к более жесткому интегральному спектру (на $\approx 0.25$ ) только в случае мягкого спектра и/или высоких значений $V_{\max}/V_0$ .  Спектр в основаниях петли не чувствителен к pitch-угловому распределению электронов в инжекторе.  Спектр излучения из локальных областей (и интегральный) существенно отличаются от инжектированного спектра электронов.
Влияние анизотропии и симметричности источника при $V_{\max}/V_0=7$ для $\delta=3$ (+1 вариант для $\delta=5$ ) (при концентрации в короне $<10^{10}\text{см}^{-3}$ )	Без рисунка	
Влияние анизотропии и симметричности источника при $V_{\max}/V_0=2$ для $\delta=3$ (+1 вариант для $\delta=5$ ) (при концентрации в короне $>10^{10}\text{см}^{-3}$ )	Без рисунка	
Влияние анизотропии и симметричности источника при $V_{\max}/V_0=7$ для $\delta=3$ (+1 вариант для $\delta=5$ ) (при концентрации в короне $>10^{10}\text{см}^{-3}$ )	Без рисунка	

Влияние отношения $V_{max}/V_0$ для источника $S(\alpha)=1$ (при разной концентрации в короне и разном $\delta$ )	Рисунок 1.10	Увеличение $V_{max}/V_0$ приводит к смягчению интегрального спектра за счет усиления вклада источника в короне. При бóльшей концентрации в короне влияние $V_{max}/V_0$ слабеет.
Влияние отношения $V_{max}/V_0$ для источника $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ (при разной концентрации в короне и разном $\delta$ )	Рисунок 1.12 (приложение)	Влияние отношения $V_{max}/V_0$ для анизотропного источника противоположное – спектр в основаниях и интегральный становятся более жесткими.
Влияние концентрации в короне для источника $S(\alpha)=1$ (при разном $\delta$ , $V_{max}/V_0$ )	Рисунок 1.11	При увеличении концентрации увеличиваются потери энергии низкоэнергичными электронами и спектр становится жестче на $\sim 0.4$ единицы.
Влияние концентрации в короне для источника $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$	Рисунок 1.13 (приложение)	Из-за очень узкого pitch-углового распределения диффузия на ионах фоновой плазмы мала. Спектр излучения не меняется при $\delta \sim 3$ .
Влияние симметричности магнитного поля для источника $S(\alpha)=1$ и $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ при разной концентрации в короне	Без рисунка	Несимметричность распределения магнитного поля не приводит к значительному изменению показателя спектра излучения в фазе роста и максимума вне зависимости от изотропности источника и концентрации в вершине петли. Однако, в фазе спада во всех случаях отсутствует характерное уплощение спектра.

<p>Влияние квазипоперечного распределения типа <math>S(\alpha)=\sin^8(\alpha)</math></p>	<p>Без рисунка</p>	<p>Спектры в вершине без изменений. В основаниях и в интегральном излучении мягче на 0.5-1 единицу при <math>S(\alpha)=\sin^8(\alpha)</math> (чем выше <math>V_{\max}/V_0</math>, тем сильнее отличие). Высокая концентрация в вершине не изменяет данных выводов.</p>
--	--------------------	--

### 1.4.1. Приложение



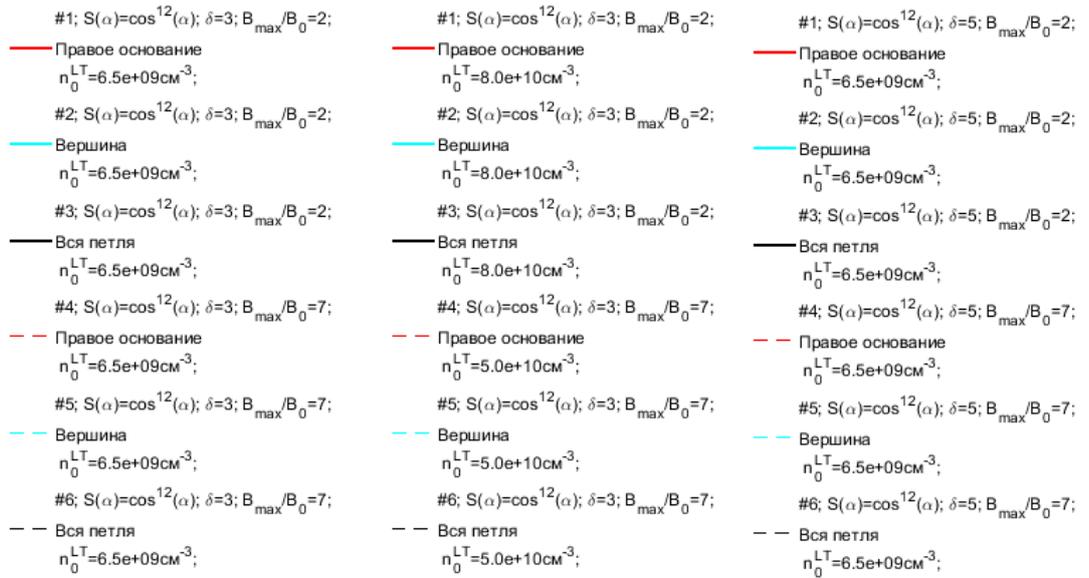
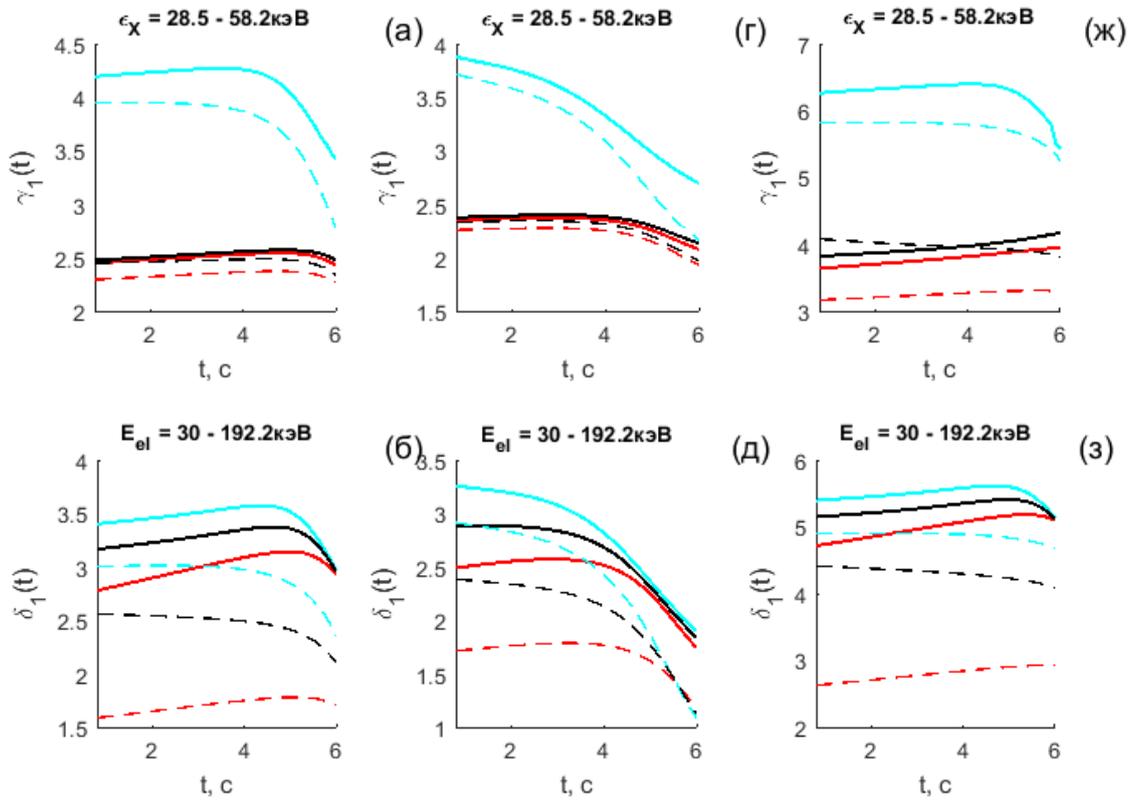


Рисунок 1.12. Описание панелей дано под рисунком 1.9. Справочная информация дана в таблице 2.



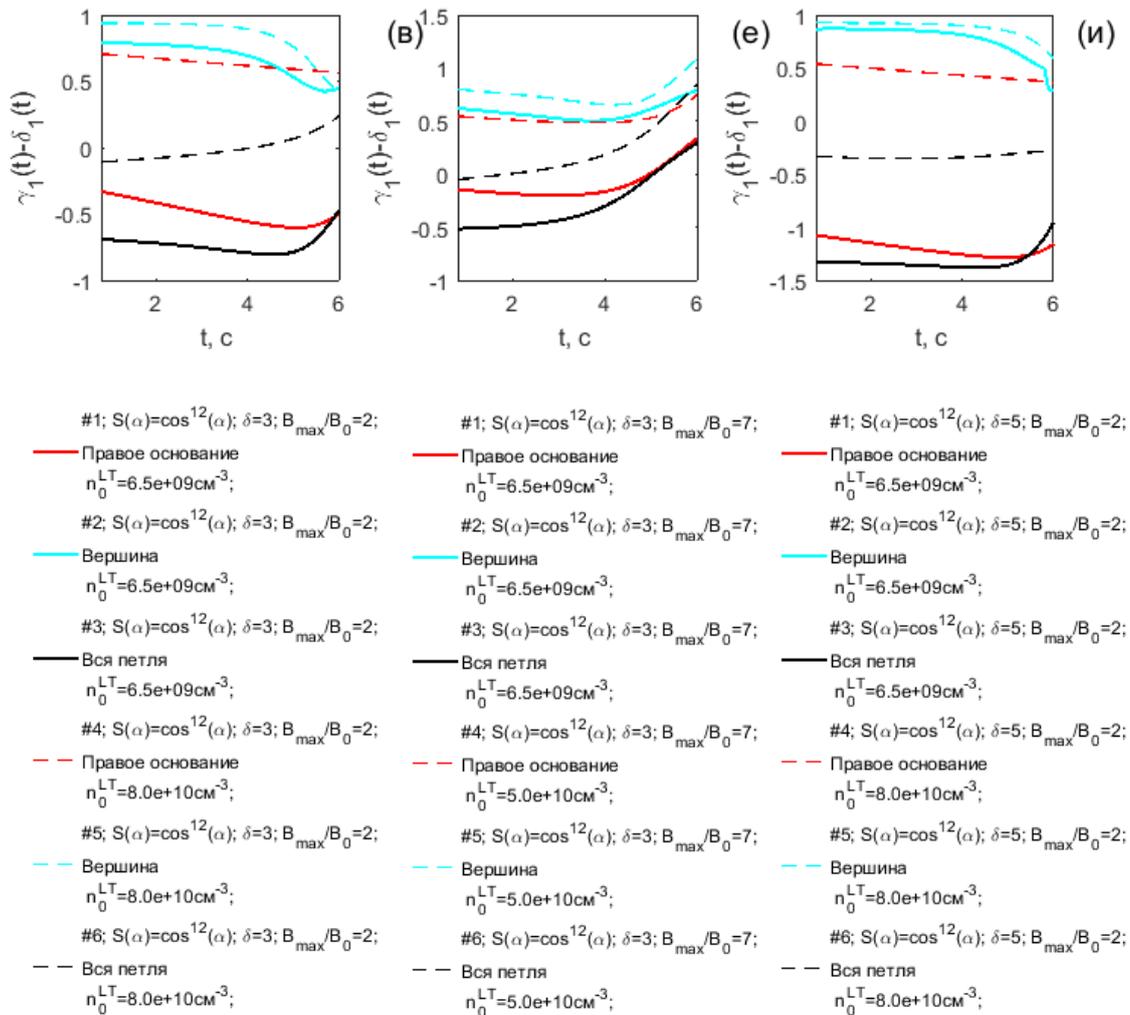


Рисунок 1.13. Описание панелей дано под рисунком 1.9. Справочная информация дана в таблице 2.

## 1.5. Влияние величины потока ускоренных электронов на яркость источников жесткого рентгеновского излучения

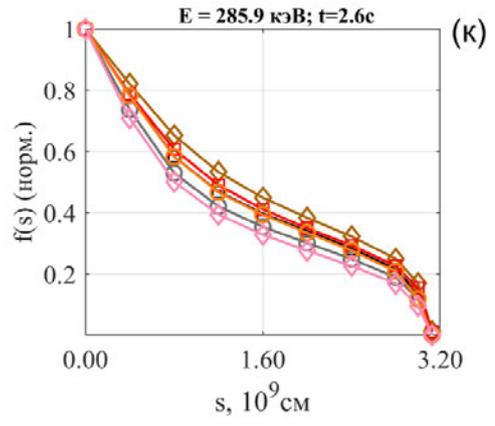
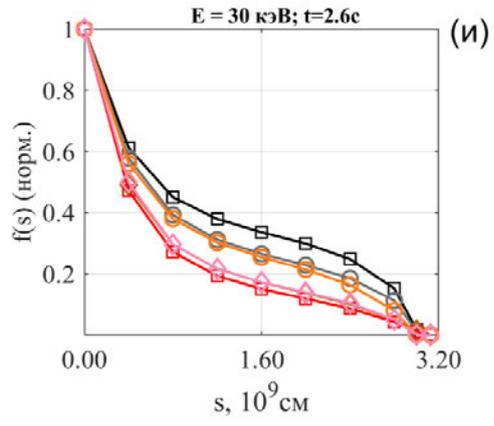
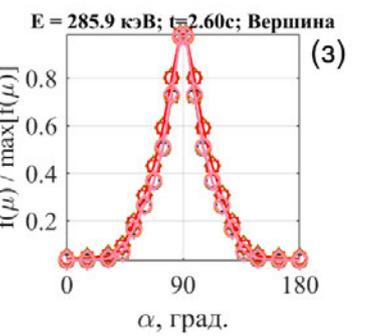
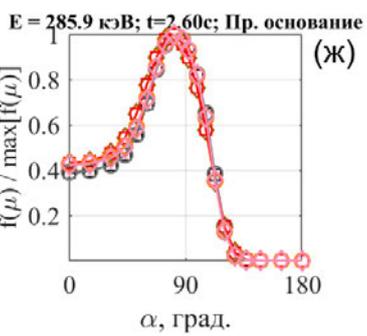
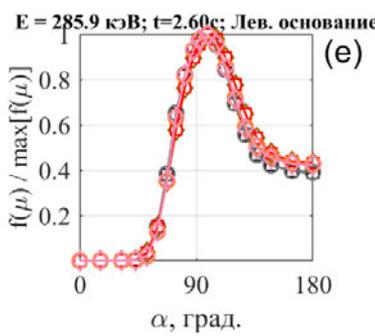
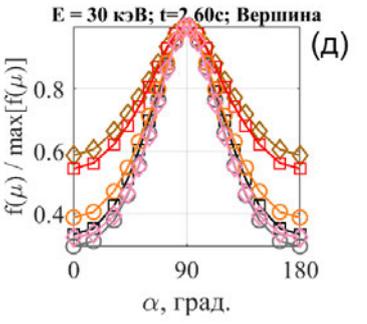
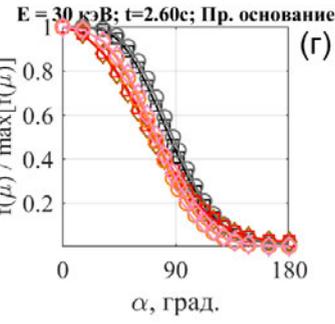
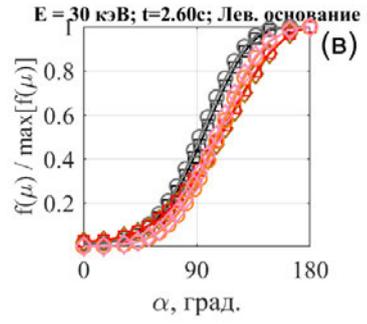
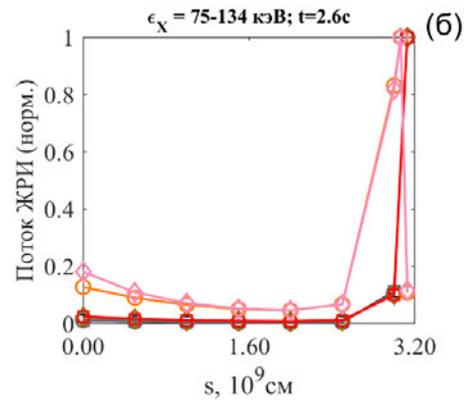
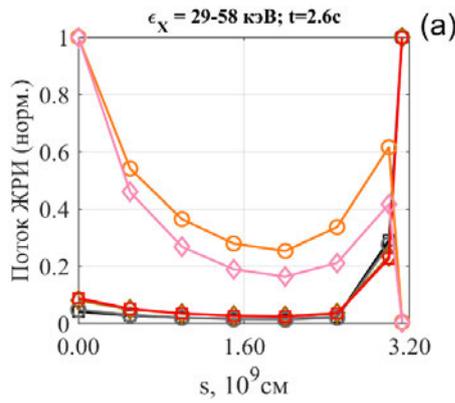
Рассмотрим влияние потока энергии ускоренных электронов  $F_{el}$  на яркость рентгеновского источника в вершине магнитной петли. Из анализа уравнения Фоккера - Планка (5) следует вклад индукционного электрического поля  $E^*(t,s)$ , которое возникает при распространении ускоренных электронов в плазме вспышечной петли. При росте потока  $F_{el}$  в результате электродинамического отклика вспышечной плазмы возрастает влияние обратного тока. При выполнении условий (см. параграф 1.2.) закон Ома позволяет определить индукционное электрическое поле  $E^*(t,s)$  из условия нейтральности по заряду и току пучка и плазмы (4). Из (4) следует пропорциональная зависимость величины индукционного электрического поля, вызывающего обратный

ток, от потока ускоренных электронов. Уравнение (5) становится нелинейным. А поскольку индукционное поле  $E^*$  влияет на изменение функции распределения ускоренных электронов (5 и 6 слагаемые уравнения (5)), то прослеживается опосредованная зависимость функции распределения от величины потока ускоренных электронов. И, следовательно, просматривается косвенная зависимость параметров ЖР излучения от величины потока ускоренных электронов.

В предыдущих параграфах величина потока энергии ускоренных электронов составляла  $F_{el} = 10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup>с. Рассмотрим результаты расчета ЖР излучения и функции распределения электронов для двух, более высоких, значений потока энергии электронов в момент инжекции:  $F_{el} = 10^{11}$  и  $10^{12}$  эрг / см<sup>2</sup> с, приводящих к большим индукционным электрическим полям. Как следует из 1.14а,б,л, для модели **изотропного** распределения электронов -  $S(\alpha)=1$ , жесткого энергетического спектра  $\delta=3$  и повышенной концентрации плазмы в корональной части петли  $n_0^{LT}=3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> при увеличении потока энергии ускоренных электронов с  $10^{11}$  до  $10^{12}$  эрг / см<sup>2</sup> с рентгеновская яркость источника в вершине петли увеличивается на ~13% (1.14л). Для более мягких спектров с показателем  $\delta=7$  (кривые №5,6 на панели 1.14а,б и панель 1.14м) вклад излучения из вершины<sup>2</sup> в сравнении с основанием увеличился на 35% на энергии 29кэВ и на 20% на 113 кэВ. В последнем случае интенсивность излучения в вершине на энергиях 29-58кэВ превысила интенсивность в основаниях в 4 раза. Объясняется данное поведение более интенсивным питч-угловым рассеянием низкоэнергичных электронов (рисунок 1.14и,к) индукционным электрическим полем, максимум которого расположен по обе стороны от вершины (рисунок 1.16). В случае более высокой концентрации плазмы в вершине  $n_0^{LT}=8 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> изменения яркости не превышают 6%, т.е. влиянием обратного тока можно пренебречь (кривые №3,4).

---

<sup>2</sup> Под яркостью области подразумевается интенсивность излучения проинтегрированная в диапазоне  $s = (-1.5 - 1.5) \cdot 10^9$  см для вершины и  $s = (\pm 2 - \pm 3.128) \cdot 10^9$  см для оснований.



- #1;  $\delta=3$ ;  $n_0^{LT}=3e+10cm^{-3}$ ;  $F_{el}=1e+11$  эрг /  $cm^2$  с;
- #2;  $\delta=3$ ;  $n_0^{LT}=3e+10cm^{-3}$ ;  $F_{el}=1e+12$  эрг /  $cm^2$  с;
- ◇— #3;  $\delta=3$ ;  $n_0^{LT}=8e+10cm^{-3}$ ;  $F_{el}=1e+11$  эрг /  $cm^2$  с;
- #4;  $\delta=3$ ;  $n_0^{LT}=8e+10cm^{-3}$ ;  $F_{el}=1e+12$  эрг /  $cm^2$  с;
- #5;  $\delta=7$ ;  $n_0^{LT}=3e+10cm^{-3}$ ;  $F_{el}=1e+11$  эрг /  $cm^2$  с;
- ◇— #6;  $\delta=7$ ;  $n_0^{LT}=3e+10cm^{-3}$ ;  $F_{el}=1e+12$  эрг /  $cm^2$  с;

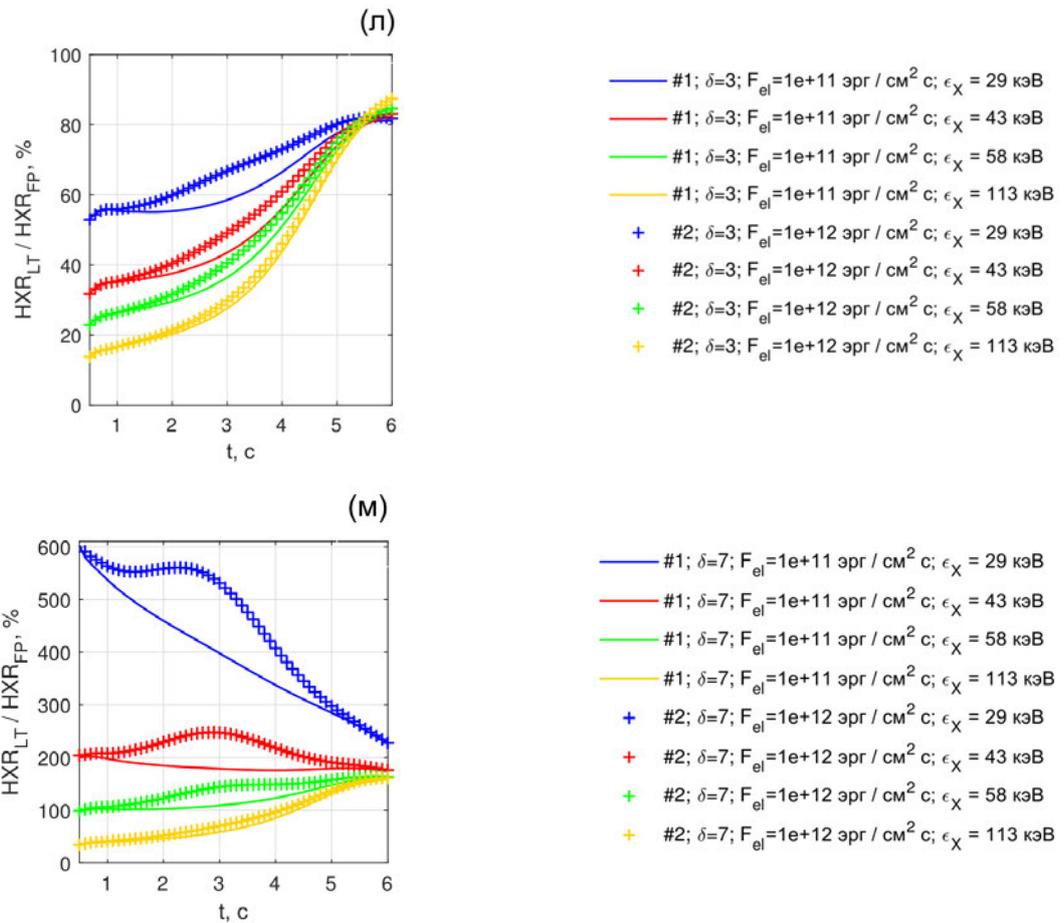
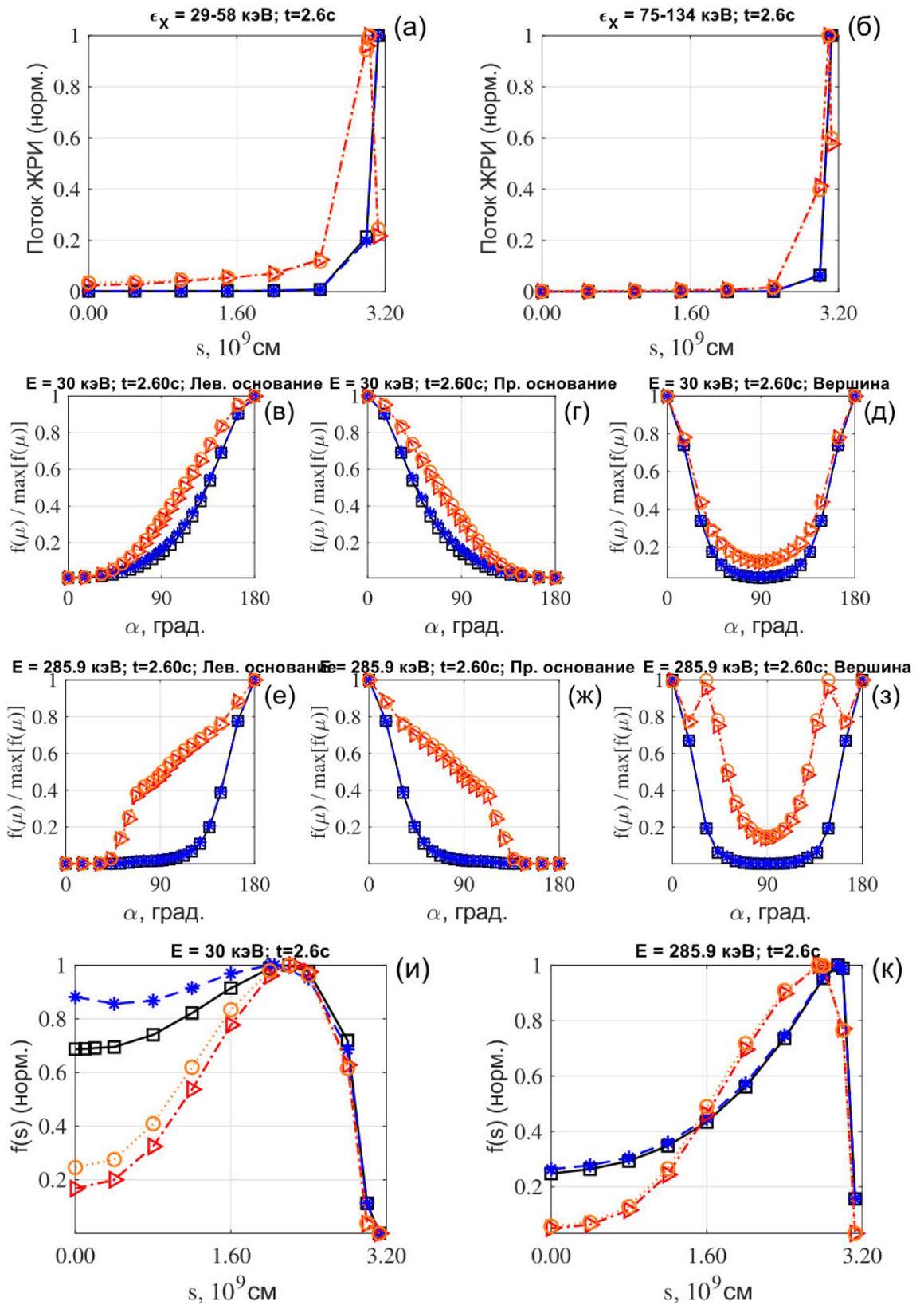


Рисунок 1.14. На панелях (а,б) представлены графики зависимости жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли (нормированные на максимум) в диапазонах энергий 29-58 кэВ и 75-134 кэВ. На панелях (в,г,е,ж) изображены зависимости функции распределения электронов от питч-угла (проинтегрированные по области в основаниях магнитной петли) для энергий электронов 30 кэВ и 285.9 кэВ. То же на панелях (д,з), но проинтегрировано по области в вершине петли. На панелях (и,к) – зависимости функции распределения от координаты вдоль петли (нормированные на максимум) для электронов с энергией 30 кэВ и 285.9 кэВ (проинтегрированные по питч-углам). Во всех моделях источник электронов изотропный  $S(\alpha)=1$ ,  $V_{max}/V_0=2$ . Время соответствует максимуму инжекции. На панелях (л,м) дана временная зависимость отношения интенсивности излучения в короне к излучению из основания для различных энергий для моделей с  $n_0^{LT} = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Рассмотрим влияние величины потока энергии ускоренных электронов при **анизотропном** распределении электронов в источнике. Зададим угловую часть функции распределения электронов в виде узконаправленного пучка  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  (рисунок 1.15). В этом случае индуцированное электрическое поле оказывает влияние только в случае очень «мягких» энергетических спектров с  $\delta=5$ , т.е. при условии, что существенная часть всей энергии вспышки приходится на низкоэнергичные электроны. Двух пиковое распределение электронов на низких энергиях в условиях наличия

существенного электрического поля становится пологим (рисунок 1.15и, кривая №2, отображена только «правая» часть петли).



- #1;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $F_{el}=1e+11$  эрг /  $cm^2$  с;
- \* - #2;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $F_{el}=1e+12$  эрг /  $cm^2$  с;
- ▶- #3;  $\delta=5$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $F_{el}=1e+11$  эрг /  $cm^2$  с;
- ⋯○⋯ #4;  $\delta=5$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $F_{el}=1e+12$  эрг /  $cm^2$  с;

Рисунок 1.15. То же, что на рисунке 1.14 для анизотропного источника  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ,  $B_{\max}/B_0=2,7$  и  $\delta=3,5$ . Время соответствует максимуму инжекции.  $F_{el} = 10^{11}$  и  $10^{12}$  эрг /  $cm^2$  с. Во всех случаях концентрация фоновой плазмы  $n_0^{LT}=3 \cdot 10^{10} cm^{-3}$ . Время соответствует максимуму инжекции.

На рисунке 1.16 приведены распределения индуцированного электрического поля вдоль одной половины петли для моделей с потоком  $F_{el}=10^{12}$  эрг /  $cm^2$  с, рассмотренных выше. Наибольших значений поле достигает в областях, примыкающих к вершине петли. Величина поля оказывается больше для моделей с анизотропным источником ускоренных электронов и с более «мягким» энергетическим спектром.

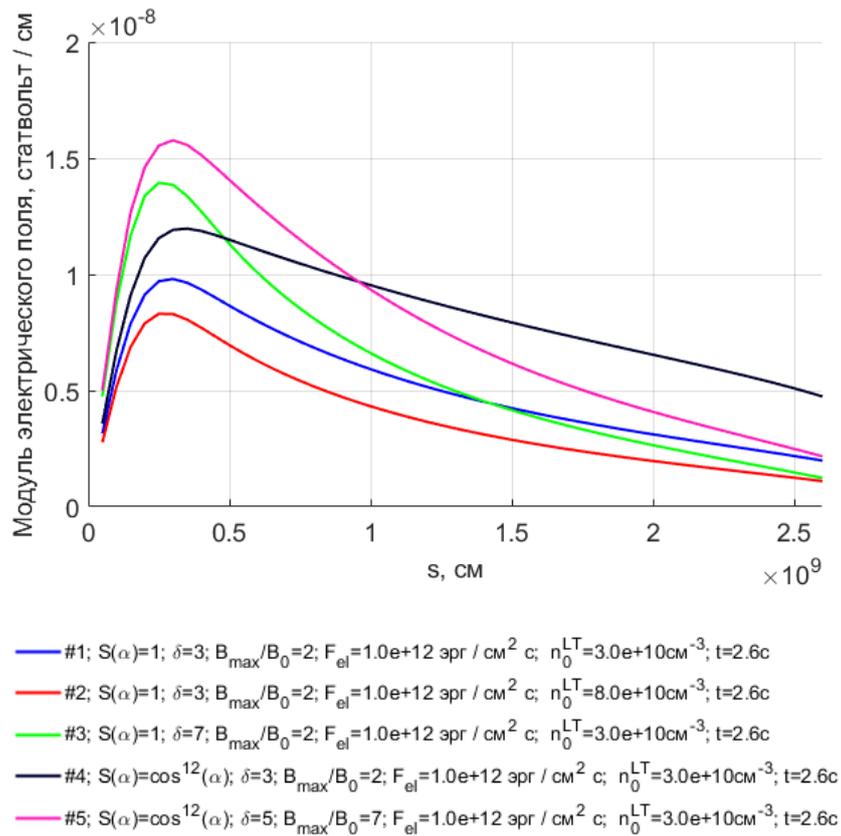
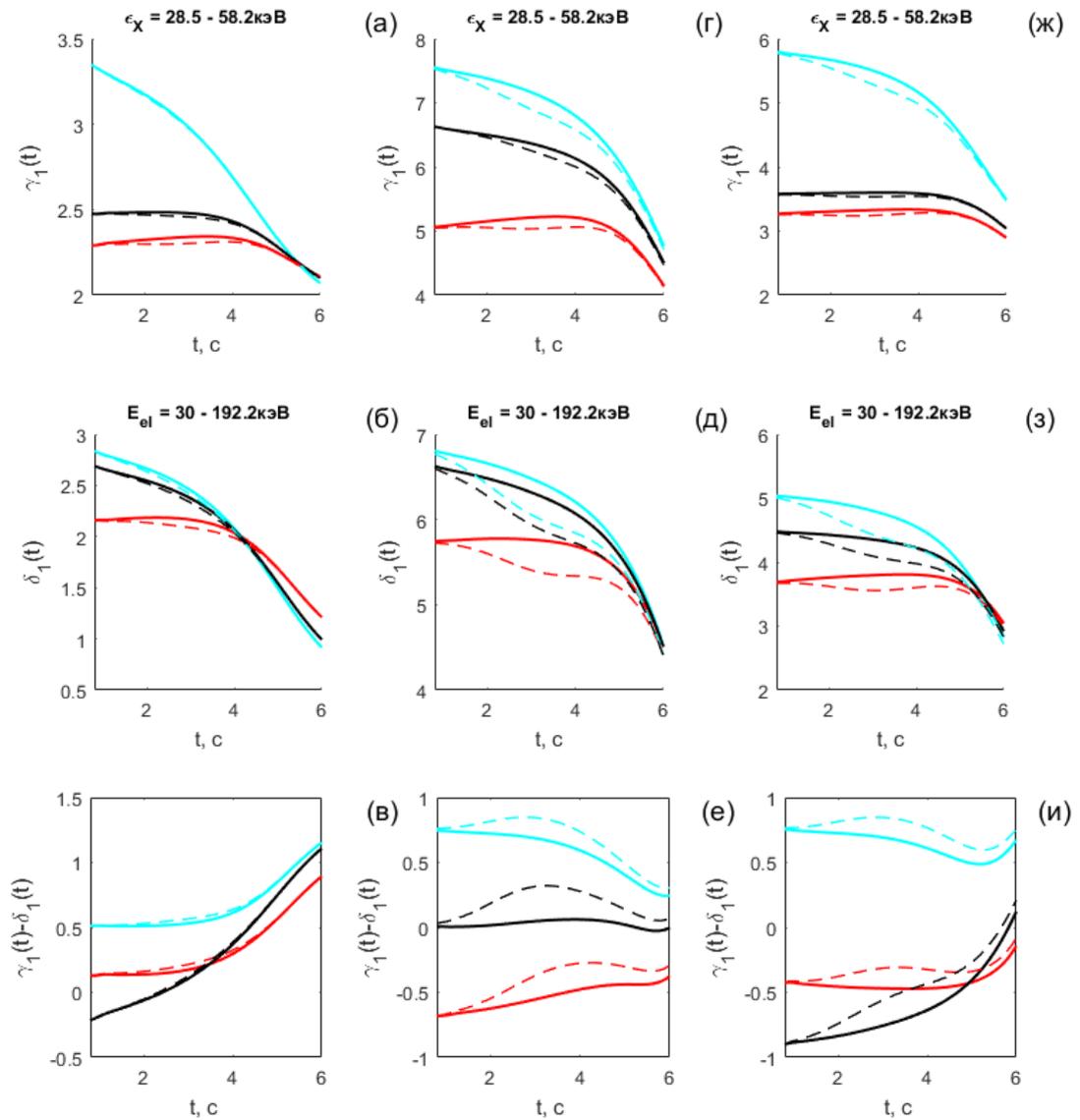


Рисунок 1.16. Зависимость величины индукционного электрического поля от координаты вдоль вспышечной петли в корональной области для моделей с потоком  $F_{el}=10^{12}$  эрг /  $cm^2$  с, представленных на рисунках 1.14, 1.15. Время соответствует максимуму инжекции.

На рисунке 1.17 для некоторых из вышеприведенных моделей даны зависимости показателей спектров электронов и фотонов во времени (сплошными линиями – для потока  $F_{el}=10^{11}$  эрг /  $см^2$  с, штриховыми для  $F_{el}=10^{12}$  эрг /  $см^2$  с). При увеличении потока энергии в источнике наибольшие изменения произошли в спектрах излучения в моделях с показателями  $\delta=5,7$  спектра электронов в источнике и составили в среднем  $\sim 0.25$  единицы (панели 1.17г,ж). Причем спектр становится более жестким во всех частях петли. В вершине это связано с торможением низкоэнергичных электронов электрическим полем. В основаниях – с недостатком низкоэнергичных электронов в связи с их захватом в корональной части петли, и рассеянием в индукционном электрическом поле.



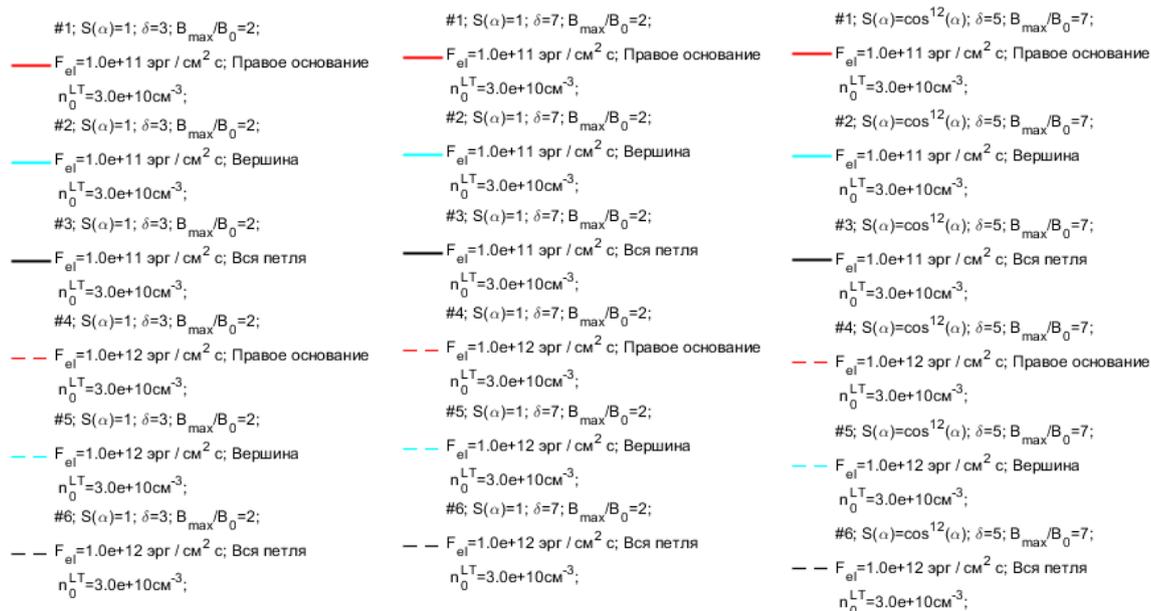


Рисунок 1.17. Графики зависимости спектральных индексов от времени. Максимуму инжекции соответствует время  $t=2.6$ с. На панелях (а,г,ж) представлена зависимость показателя спектра фотонов  $\gamma_1(t)$  в диапазоне энергий  $\sim 28-58$  кэВ. На панелях (б,д,з) представлена зависимость показателя спектра электронов  $\delta_1(t)$  в диапазоне энергий  $\sim 30-190$  кэВ. На панелях (в,е,и) дана зависимость  $\gamma_1(t)-\delta_1(t)$ . Данные в первой колонке соответствуют изотропной модели со стационарным показателем спектра электронов в источнике  $\delta=3$ . Вторая колонка – изотропный источник с  $\delta=7$ . В третьей колонке – анизотропный источник  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  с  $\delta=5, B_{\max}/B_0=7$ . Цвета линий относятся к структурным областям магнитной петли: красный – основанию, голубой – вершине, черный – спектру, полученному интегрированием потока по всей петле. Сплошная линия соответствует моделям с потоком энергии в источнике электронов  $F_{el} = 10^{11}$  эрг /  $cm^2$  с, штриховая -  $10^{12}$  эрг /  $cm^2$  с.

Таблица 3. Рассмотренные модели.

Влияние обратного тока при $S(\alpha)=1, \delta=3,7$ и концентрации плазмы в вершине петли	Рисунок 1.14	Яркость в вершине в сравнении с основаниями остается практически без изменений при жестких спектрах с $\delta=3$ и возрастает, например, на 35% при $\delta=7$ . При $n_0^{LT} > 3 \cdot 10^{10} cm^{-3}$ эффект ослабевает.
		Степень линейной поляризации излучения на энергиях 29-58 кэВ и 75-134 кэВ остается без изменений.
Влияние обратного тока при $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha), \delta=3,5$ и	Рисунок 1.15	Влияние электрического поля заметно только в случае очень «мягких» энергетических спектров с $\delta=5$ .

различной концентрации плазмы в вершине петли		Степень линейной поляризации излучения в анизотропном случае уменьшается незначительно на 1-3% вдоль всей петли.
Влияние обратного тока на спектры излучения	Рисунок 1.17	Наибольшие изменения при увеличении потока энергии в источнике произошли в спектрах излучения в моделях с более мягкими показателями $\delta=5,7$ спектра электронов в источнике и составили в среднем $\sim 0.25$ единицы. Причем спектр становится более жестким во всех частях петли.
Влияние обратного тока на спектры временных задержек		Спектр временных задержек при увеличении потока энергии электронов существенно не меняется в случае изотропного и анизотропного источников.

## 1.6. Влияние степени ионизации плазмы на характеристики жесткого рентгеновского излучения во вспышечной петле

В рассматриваемых нами моделях вспышечной петли можно считать, что корональная часть переходит в хромосферную плазму с концентрацией  $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  на длине  $s \sim (2-2.7) \cdot 10^9 \text{ см}$  (Рисунок 1.18). Дальнейший рост концентрации плазмы вглубь петли определяется высоким значением градиента и для координаты  $s = 3 \cdot 10^9 \text{ см}$  концентрация возрастает до  $n \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Подобное изменение характерно и для температуры плазмы – от корональных значений  $\sim 10^6 \text{ К}$  до хромосферных  $\sim 10^5 \text{ К}$ .

Впервые влияние степени ионизации плазмы на интенсивность жесткого рентгеновского излучения из оснований магнитной петли было рассмотрено в работе [39]. В приближении толстой мишени, заданной величины потока энергии ускоренных электронов и их спектра были рассчитаны профили температуры, степень ионизации плазмы и установлено, что учет частичной ионизации в хромосфере приводит к увеличению интенсивности тормозного излучения ускоренных электронов до трех раз.

Эффект связан с увеличением длины свободного пробега ускоренных электронов в плазме с бóльшей долей нейтральных атомов.

Как известно, степень ионизации плазмы, находящейся в термодинамическом равновесии, можно рассчитать по формуле Саха [6]:

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{g_e g_i}{g_a} \cdot 3 \cdot 10^{21} \cdot T_{\text{эВ}}^{3/2} e^{-\frac{J}{T}} \quad (8)$$

где  $J$  – энергия ионизации атома в эВ,  $T$  – температура плазмы в эВ. Наиболее просто это можно сделать для плазмы, состоящей из электронов, однозарядных ионов (протонов) и нейтральных атомов (водорода). Инжекция ускоренных электронов в корональной части петли приводит к быстрому прогреву плазмы низкоэнергичными электронами, температура плазмы повышается до значений порядка и выше  $10^7\text{K}$  [40], что приводит к значению степени ионизации плазмы равному 1. Частичная ионизация и низкая температура плазмы в основаниях петли влияют на величину кулоновских энергетических потерь и кулоновский диффузионный член, в виду изменения значений параметров  $\Lambda$ ,  $\lambda_0$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  в кинетическом уравнении (5). Отношение логарифмов в коэффициенте  $C_1$  учитывает вклад потерь энергии ускоренным электроном при торможении на атомах водорода (упругие и неупругие соударения) и кулоновском поле ядра.  $g$  - коэффициент порядка 1, возникает при суммировании вкладов всех переходов при возбуждении атома водорода [133]. Приведем значения коэффициентов  $C_1$ ,  $C_2$  в четырех пространственных точках модельной магнитной петли для электронов с энергией  $\sim 60$  кэВ:

$s, 10^9\text{см}$	<b>3.0801</b>	<b>3.0961</b>	<b>3.1120</b>	<b>3.1280</b>
$C_1$	1.0000	1.4137	1.5945	2.0050
$C_2$	1.0000	1.2068	1.2973	1.5025
$n_e, 10^{15}\text{см}^{-3}$	0.0364	0.0734	0.1955	1.0000
$x$	1.0000	0.0460	0.0130	0.0010
$T_e, \text{K}$	$10^7$	6400	6000	5300

Кроме того, с уменьшением степени ионизации существенно уменьшается проводимость плазмы согласно [182]:

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{7.26 \cdot 10^{-9}}{x \cdot T_e^{1.5}} \ln \Lambda + \frac{7.6 \cdot 10^{-18} (1-x) T_e^{0.5}}{x}$$

Уменьшение проводимости плазмы влияет на величину индуцированного электрического поля, которое возникает на фронте пучка и вызывает «обратный» ток. Условие нейтральности по электрическому заряду приводит в конечном счете к зависимости (4). Таким образом, величина индуцированного электрического поля в основаниях зависит от пичч-углового распределения электронов в хромосфере, от количества электронов данной энергии, достигших глубины с определенной степенью ионизации. Последнее же сильно зависит от спектра источника электронов, градиента магнитного поля вдоль петли и распределения концентрации плазмы вдоль петли. Таким образом, для учета влияния степени ионизации плазмы в хромосферной части петли на параметры пучка и ЖРИ требуются детальные расчеты кинетики пучка в рамках конкретной модели. На рисунке 1.18 (штриховые линии) представлена зависимость степени ионизации плазмы для величины потока энергии ускоренных электронов  $10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup>с [40]. В качестве распределения концентрации плазмы в хромосфере рассмотрим два случая: модель с ростом концентрации от области перехода с  $n \sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup> до  $n \sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup> на масштабе 4Мм [113] (см. рисунок 1.18 синяя линия) и модель согласно феноменологической формуле по данным наблюдений в жестком рентгеновском диапазоне  $n = 1.25 \cdot 10^{13} (z / 1\text{Мм})^{-2.5}$  см<sup>-3</sup>, где  $z$  – высота [22] (см. рисунок 1.18 черная линия). Отметим, что расчеты по гидродинамическому отклику хромосферы дают распределения концентрации на высоте до  $\sim 6$ Мм для которых зависимости, представленные на рисунке 1.18, являются предельными случаями [12, 113]. Фактически, синяя кривая на рисунке 1.18 соответствует моделям хромосферы на начальной стадии вспышки. Глубина области с концентрацией  $n \sim 10^{12} - 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> в этом случае наибольшая в отличие от зависимости, изображенной черной кривой. Глубина этого слоя оказывает существенное влияние на высоту рентгеновского источника, его протяженность, и интенсивность, так как от глубины данного слоя зависит концентрация и энергетический состав надтепловых электронов, которые достигнут слоев с пониженной степенью ионизации.

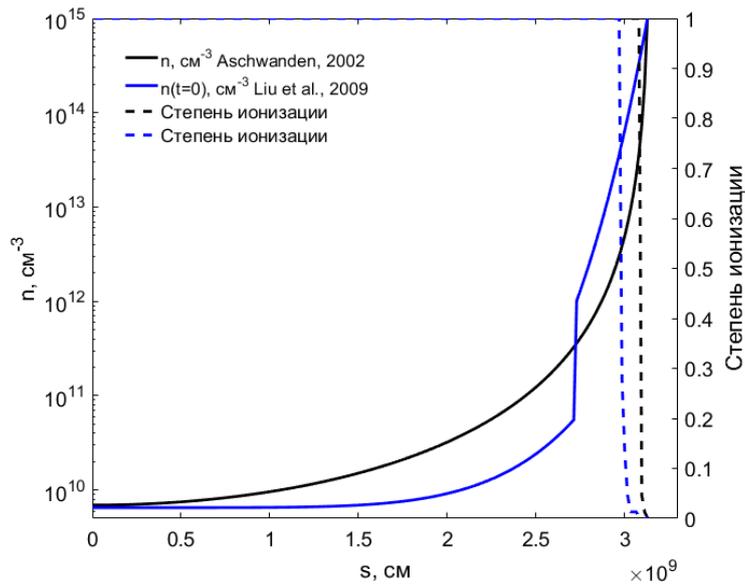
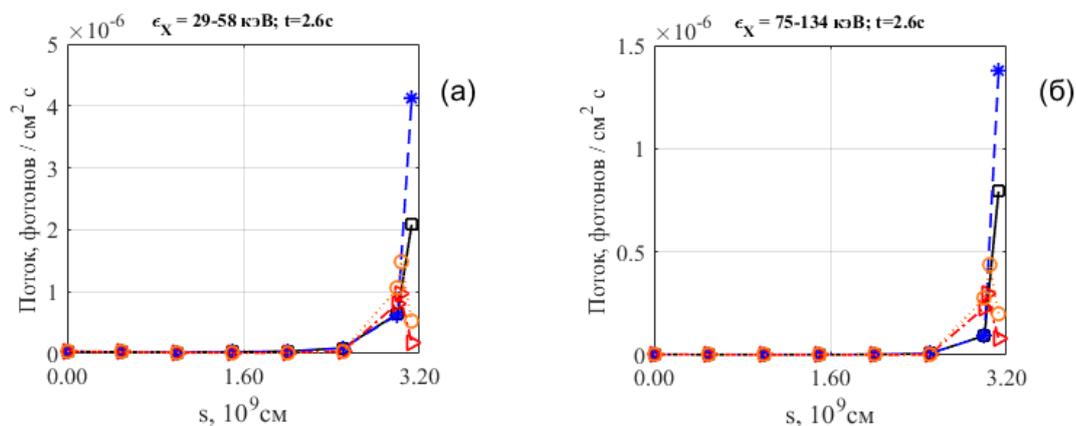


Рисунок 1.18. Распределение концентрации (сплошные линии) и степени ионизации [40] плазмы (штриховые линии) вдоль магнитной петли. Отображена половина петли. Степень ионизации соответствует потоку энергии электронов  $\sim 10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup>с.  $n=n_n+n_i+n_e$  - сумма концентраций нейтралов, ионов и свободных электронов.  $n_0^{LT}=6.5 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$ .

Рассмотрим влияние степени ионизации на динамику пучка ускоренных электронов в модели с изотропным  $S(\alpha)=1$  источником электронов (рисунок 1.19) с показателем спектра электронов  $\delta=3$  и малым отношением  $V_{\max}/V_0=2$ . На панелях 1.19а,б даны распределения рентгеновского излучения (отображена только половина петли) вдоль координаты  $s$ . В подписях к кривым приняты условные обозначения: “Aschw2002” – в данной модели профиль концентрации соответствует черной сплошной кривой на рисунке 1.18, что соответствует закону  $n = 1.25 \cdot 10^{13} (z/1\text{Mm})^{-2.5} \text{cm}^{-3}$ ; “Liu2009” – в данной модели профиль концентрации соответствует синей сплошной кривой на рисунке 1.18; тип ионизации “ $x=1$ ” – степень ионизации  $x=1$  во всей петле; тип ионизации “Brown(F10)” – степень ионизации в хромосфере ниже единицы согласно штриховым линиям на рисунке 1.18 в соответствии с результатами работы [40] для инъекции пучка электронов с потоком энергии  $10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup>с. На графиках видны существенные различия в интенсивности рентгеновского излучения в области хромосферы в основаниях магнитной петли. Черной и красной кривым соответствуют модели с полностью ионизованной плазмой во всей петле. Обратим внимание на области максимума излучения – они локализируются на различной высоте, что связано с разной толщиной слоя с концентрацией в диапазоне  $10^{12}$ - $10^{13} \text{cm}^{-3}$  в данных моделях. Интенсивность излучения при данных профилях концентрации

различается в два раза. Синяя и оранжевая кривые соответствуют моделям с частичной ионизацией. В этом случае наблюдается существенное усиление рентгеновского излучения из оснований – на 60% для профиля концентрации “Liu2009” и в два раза для “Aschw2002”. В последнем случае толщина области, в которой происходит увеличение концентрации с  $10^{12}$  до  $10^{13}$  см $^{-3}$  составляет ~1.3Мм. Длина пробега 61 кэВного электрона в плазме с концентрацией  $6.7 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$  порядка 2Мм. Таким образом, столь значительный рост интенсивности излучения объясняется способностью энергичных электронов 40-100 кэВ достигать плазмы с низкой степенью ионизации, для которой длина пробега увеличивается ввиду существенной доли нейтральной компоненты в данной области. В результате, электроны достигают областей с концентрацией  $10^{14}$ - $10^{15}$  см $^{-3}$ , где эффективность рентгеновского излучения значительно возрастает. В диапазоне энергий 75-134кэВ рост потока излучения в случае частичной ионизации ниже на ~25% в сравнении с областью энергий 29-58кэВ (панели 1.19б). Угловые распределения в вершине петли идентичны во всех случаях (панели 1.19д,з). На панели 1.19в видно, что в случае профиля концентрации “Liu2009” доля квазипоперечных электронов в основании выше (проинтегрировано по области длиной 5Мм). Учет частичной ионизации не ведет к качественным изменениям пичч-углового распределения электронов. Спад функции распределения электронов в основании (красная и оранжевая кривые в сравнении с черной и синей на панелях 1.19и,к) подтверждает вывод о том, что в случае концентрации “Aschw2002” число электронов в более глубоких слоях выше в сравнении с распределением “Liu2009”. При этом в каждом из этих случаев при учете частичной ионизации (штриховые линии) доля электронов на той же глубине выше в сравнении с моделью полностью ионизованной плазмы.



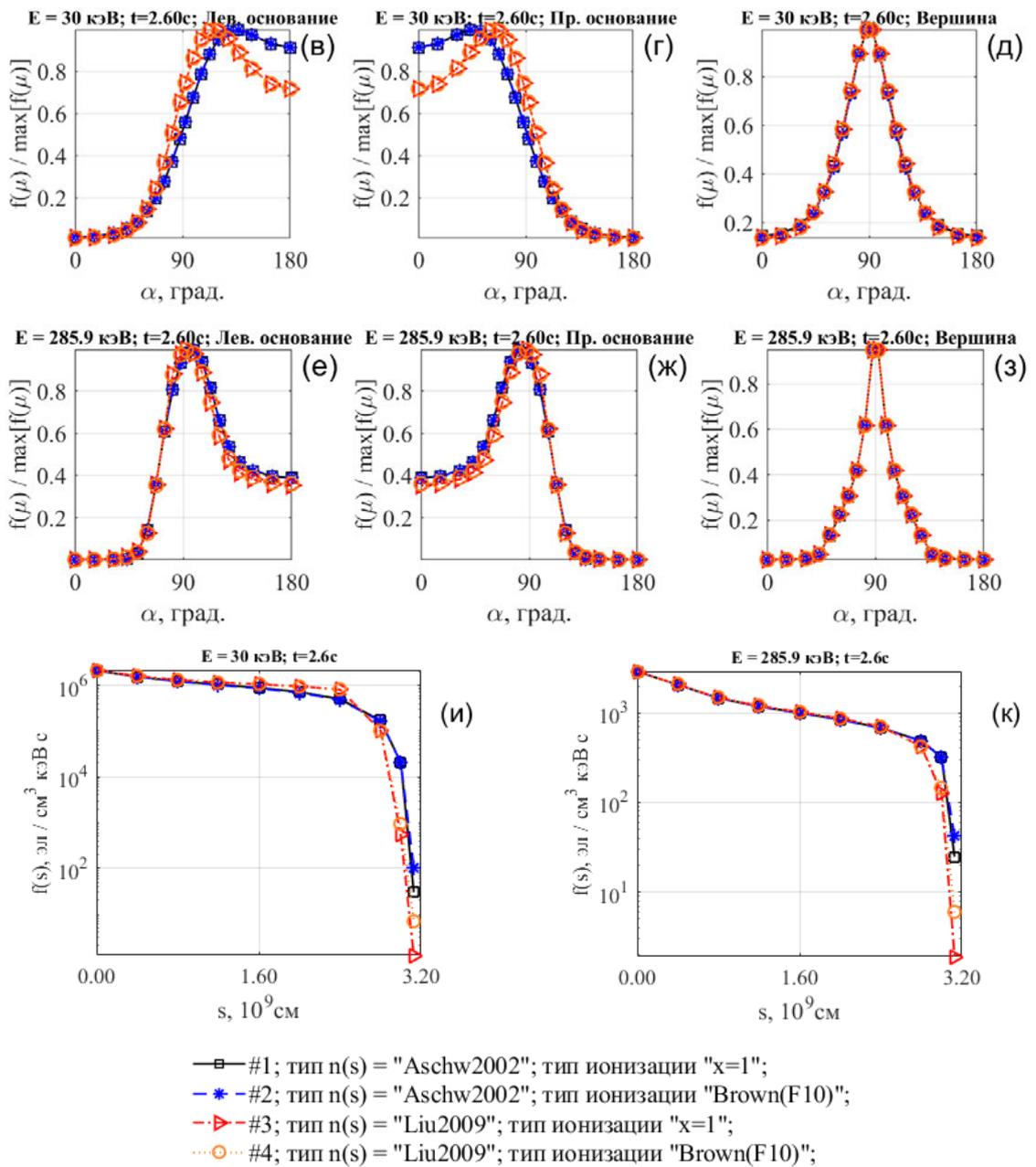
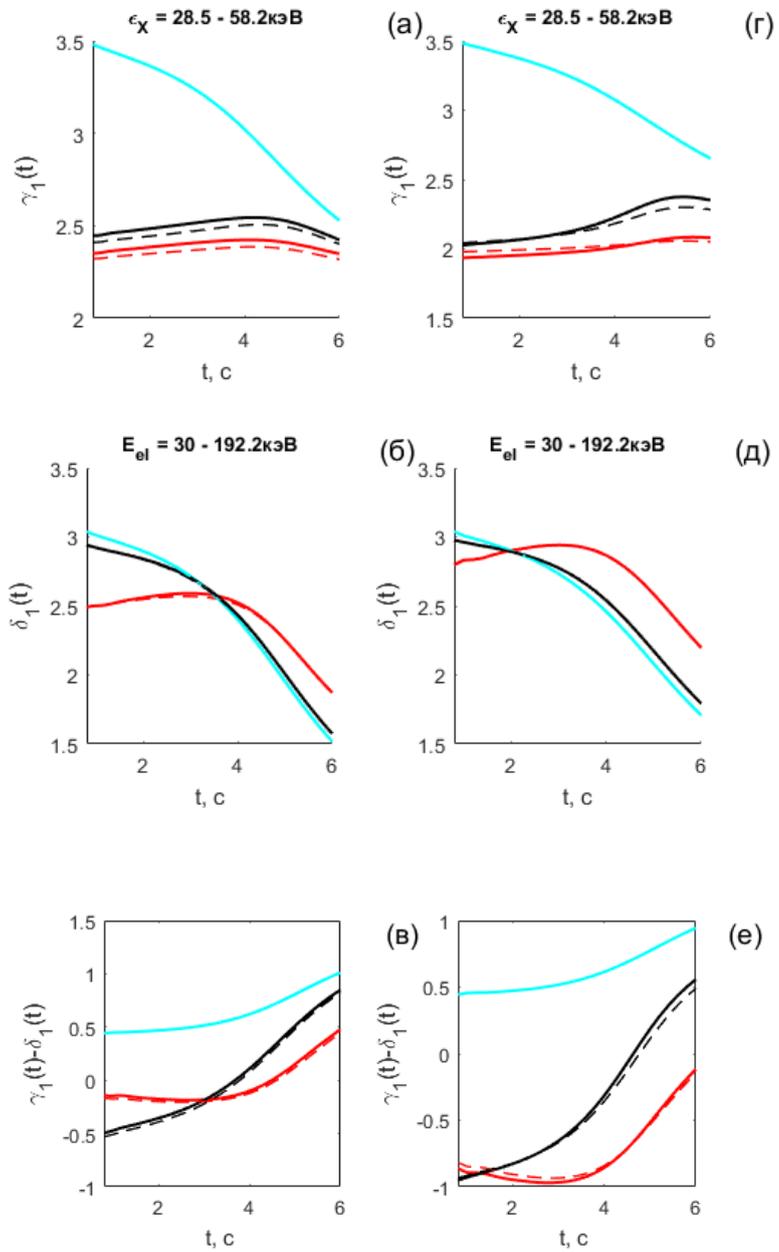


Рисунок 1.19. На панелях (а,б) представлены графики зависимости жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли в диапазонах энергий 29-58 кэВ и 75-134 кэВ. На панелях (в,г,е,ж) изображены зависимости функции распределения электронов от питч-угла (проинтегрированные по области 5Мм в основании магнитной петли) для энергий электронов 30 кэВ и 286 кэВ. То же на панелях (д,з), но проинтегрировано по области 10Мм в вершине петли. На панелях (и,к) – зависимости функции распределения от координаты вдоль петли для электронов с энергией 30 кэВ и 286 кэВ (проинтегрированные по питч-углам). Время соответствует максимуму инжекции. Во всех случаях  $\delta=3$ ,  $V_{\max}/V_0=2$ , источник электронов изотропный  $S(\alpha)=1$ .

Проанализируем влияние профиля концентрации и степени ионизации на показатели спектра электронов и рентгеновского излучения в различных частях магнитной петли. На рисунке 1.20 для рассмотренных выше профилей концентрации (“Aschw2002” – левая колонка, “Liu2009” – правая колонка) сплошной линией

представлены модели с полностью ионизованной плазмой, штриховой – с частичной ионизацией. Цвета соответствуют различным частям петли (голубой – вершина, красный – основание, черный – вся петля).



<p>#1; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>— Правое основание тип n(s) = "Aschw2002"; тип ионизации "x=1";</p> <p>#2; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>— Вершина тип n(s) = "Aschw2002"; тип ионизации "x=1";</p> <p>#3; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>— Вся петля тип n(s) = "Aschw2002"; тип ионизации "x=1";</p> <p>#4; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>- - Правое основание тип n(s) = "Aschw2002"; тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#5; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>- - Вершина тип n(s) = "Aschw2002"; тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#6; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>- - Вся петля тип n(s) = "Aschw2002"; тип ионизации "Brown(F10)";</p>	<p>#1; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>— Правое основание тип n(s) = "Liu2009"; тип ионизации "x=1";</p> <p>#2; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>— Вершина тип n(s) = "Liu2009"; тип ионизации "x=1";</p> <p>#3; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>— Вся петля тип n(s) = "Liu2009"; тип ионизации "x=1";</p> <p>#4; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>- - Правое основание тип n(s) = "Liu2009"; тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#5; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>- - Вершина тип n(s) = "Liu2009"; тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#6; <math>S(\alpha)=1; \delta=3; B_{\max}/B_0=2;</math></p> <p>- - Вся петля тип n(s) = "Liu2009"; тип ионизации "Brown(F10)";</p>
--	--

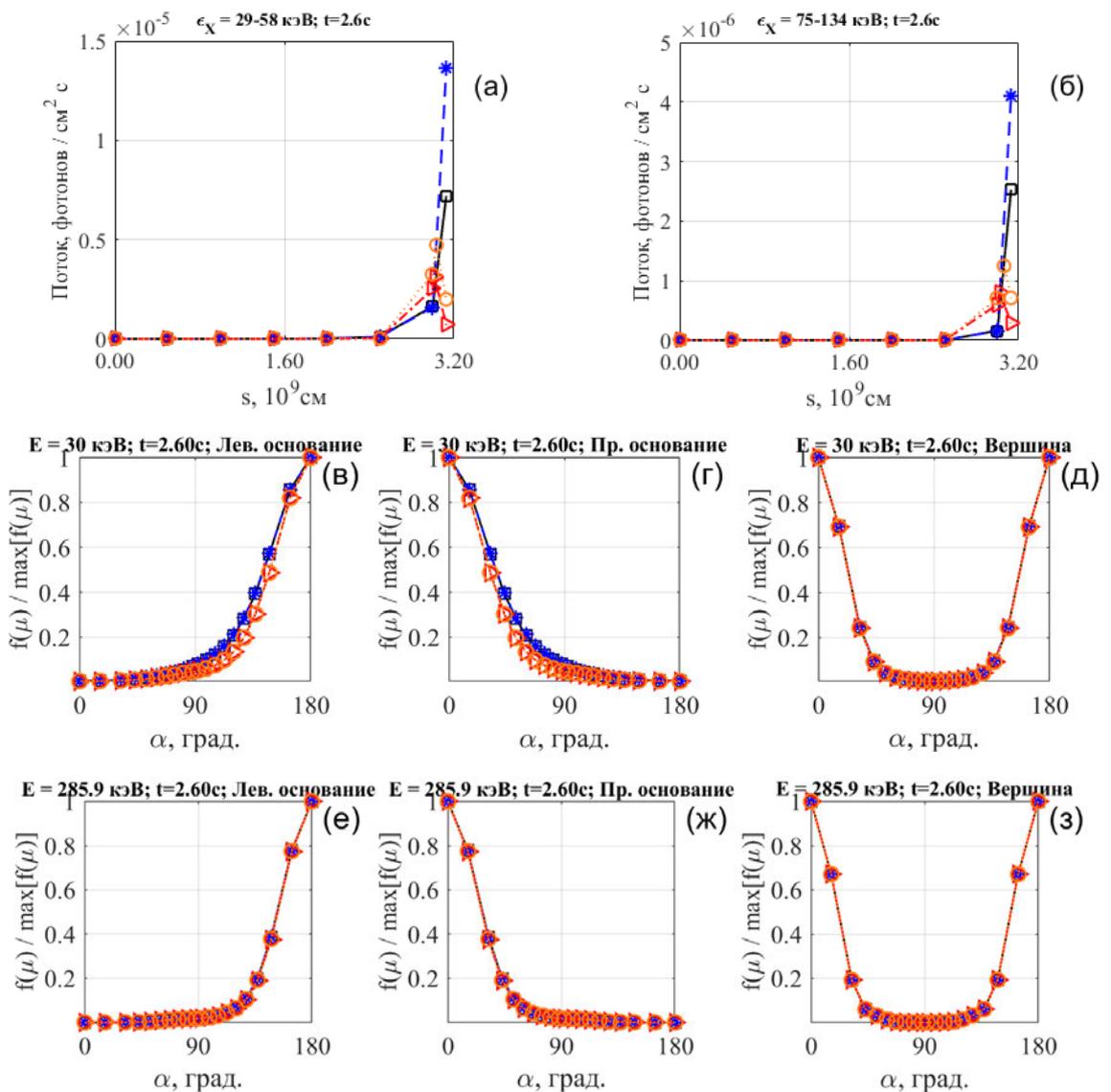
Рисунок 1.20. Зависимость спектральных индексов ЖРИ от времени. Максимуму инжекции соответствует время  $t=2.6$ с. На панелях (а,г) представлена зависимость показателя спектра фотонов  $\gamma_1(t)$  в диапазоне энергий  $\sim 28-58$  кэВ. На панелях (б,д) представлена зависимость показателя спектра электронов  $\delta_1(t)$  в диапазоне энергий  $\sim 30-190$  кэВ. На панелях (в,е) дана зависимость  $\gamma_1(t)-\delta_1(t)$ . Цвета линий относятся к структурным областям магнитной петли: красный – основанию, голубой – вершине, черный – спектру, полученному интегрированием потока по всей петле. Сплошная линия соответствует моделям со степенью ионизации  $x=1$  во всей петле, штриховая – с частичной ионизацией в хромосфере. В левой колонке представлены модели с профилем ионизации типа “Aschw2002”, в правой - “Liu2009”. Во всех случаях  $\delta=3$ ,  $B_{\max}/B_0=2$ , источник электронов изотропный  $S(\alpha)=1$ .

Обратим внимание на практически полное совпадение штриховых и сплошных линий, что свидетельствует об отсутствии влияния частичной ионизации на величину и эволюцию во времени спектрального индекса электронов и рентгеновского излучения. Однако, тип профиля концентрации оказал существенное влияние: например, спектральный индекс излучения при “Liu2009” в основании (панель 1.20г, красная линия) в максимуме излучения более жесткий – на  $\sim 0,5$  единицы. Очевидно, это является результатом кулоновских потерь низкоэнергичных электронов в хромосфере на участке, в котором длина пути с концентрацией  $10^{12}-10^{13}\text{см}^{-3}$  больше при данном профиле концентрации.

Профиль концентрации и степени ионизации не оказывают существенного влияния на степень поляризации рентгеновского излучения ввиду того, что излучение

максимально поляризовано в вершине петли, а изменения в представленных моделях относятся к области хромосферы. Как показано на рисунке 1.19г,е данные изменения не меняют пич-угловое распределение электронов в вершине петли.

Рассмотрим влияние концентрации и степени ионизации на динамику пучка электронов в моделях с анизотропным распределением. На рисунке 1.21 представлены результаты расчета для квазипродольного источника ускоренных электронов типа  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ . Для жесткого спектра электронов с  $\delta=3$  и малого отношения  $B_{\max}/B_0=2$  результаты в целом подобны результатам, полученным в изотропных моделях  $S(\alpha)=1$  (рисунок 1.19).



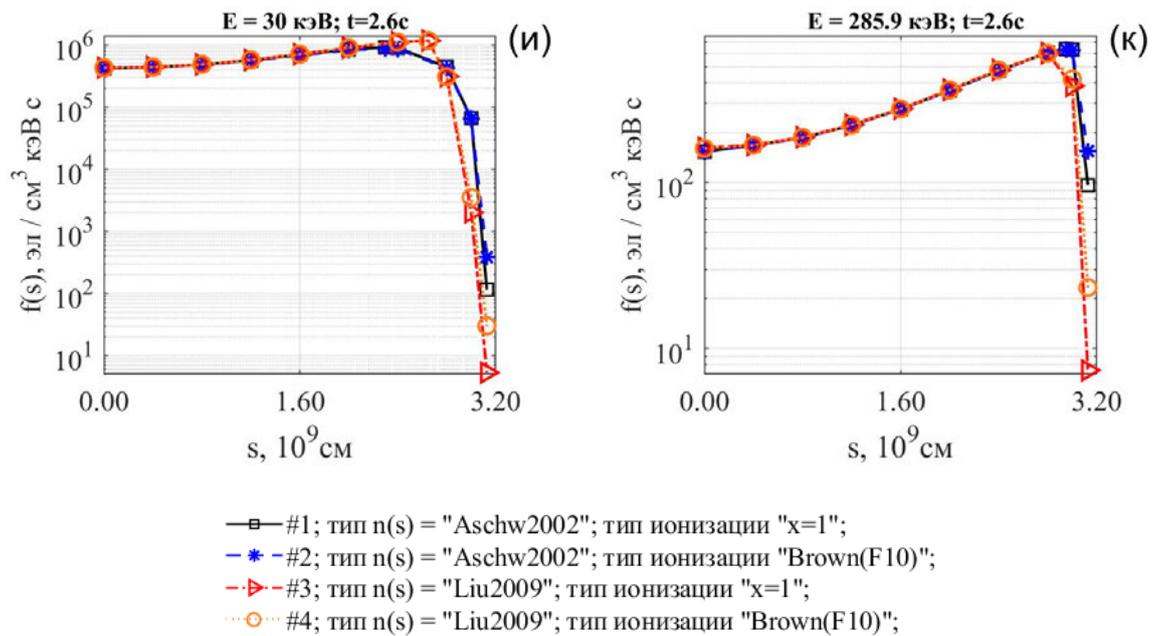
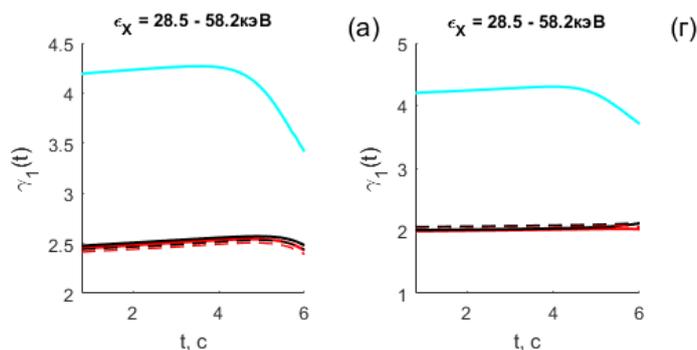


Рисунок 1.21. То же, что на рисунке 1.19 для анизотропного источника  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ,  $V_{\max}/V_0=2$ , спектр электронов  $\delta=3$ .

Учет степени ионизации приводит к усилению рентгеновского излучения в основаниях в 1.3-2 раза и, в целом, на 10% меньше, чем в изотропном случае. Распределения электронов по pitch углам и координате ожидаемо отличаются от изотропного случая (рис. 1.19). Однако, влияние степени ионизации в анизотропных моделях сказывается, как и в изотропном случае, лишь на концентрации ускоренных электронов в наиболее глубоких слоях хромосферы (рис. 1.21и,к).

Рассмотрим спектры излучения (рис. 1.22). В анизотропном случае интегральный спектр излучения не отличается от спектра из оснований вне зависимости от типа ионизации в хромосфере (рис. 1.22а,г). Однако, профиль концентрации оказывает влияние – более жесткий спектр, на  $\sim 0.5$  единицы наблюдается в случае “Liu2009” (панель 1.22г).



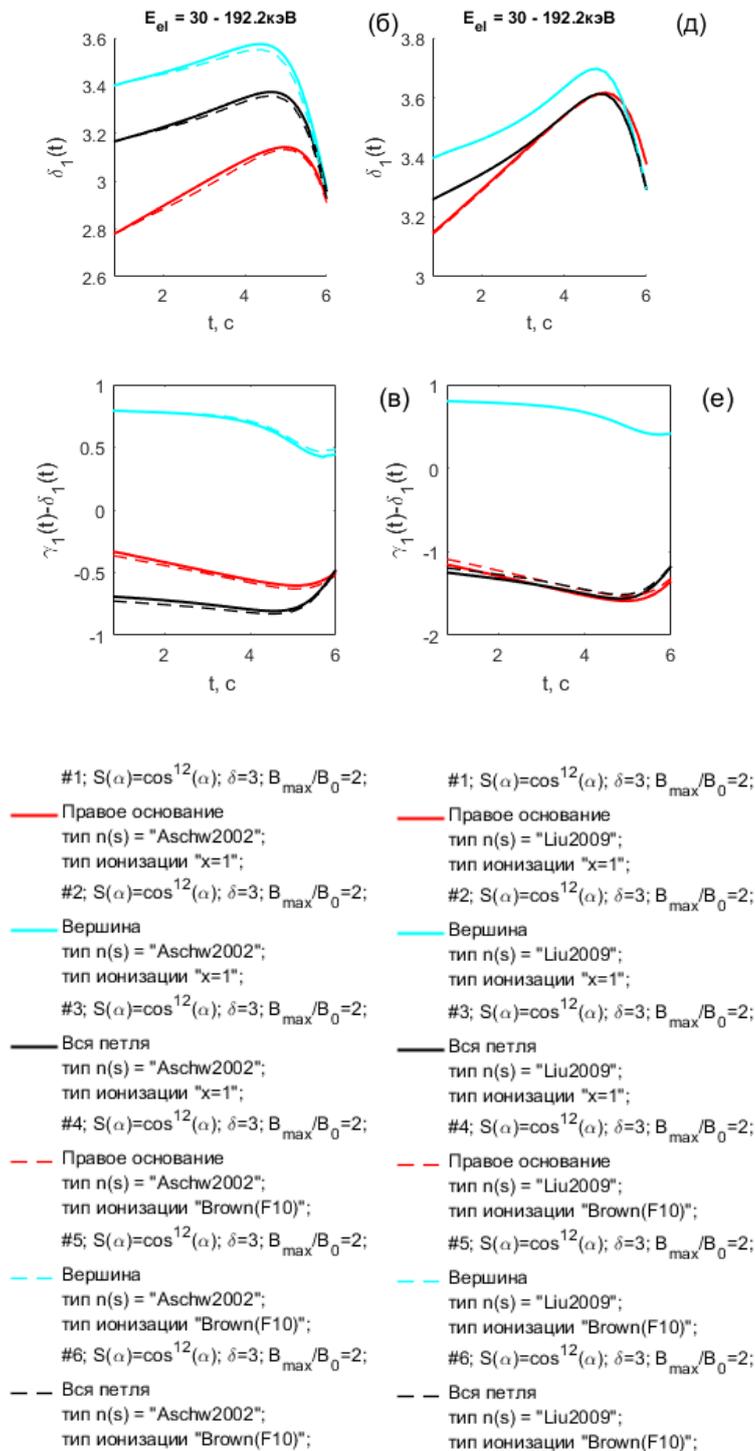
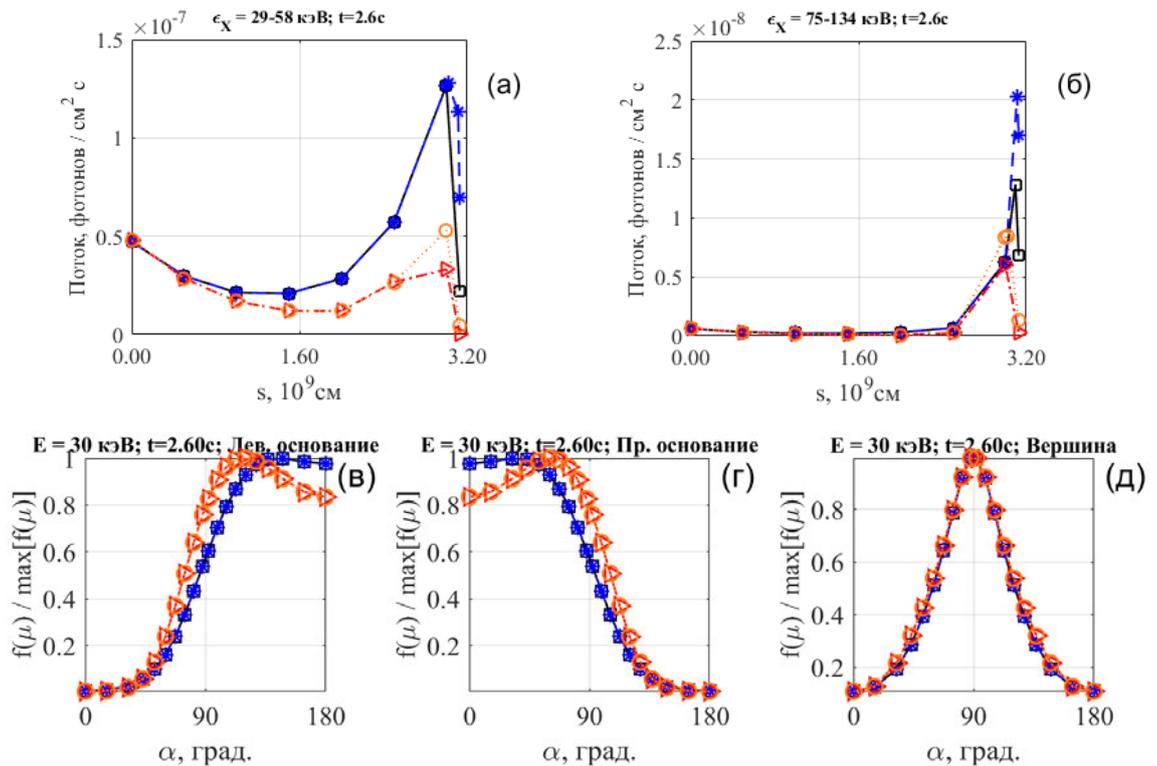


Рисунок 1.22. То же, что на рисунке 1.20, но для анизотропного источника  $S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$ ,  $B_{max}/B_0 = 2$ , спектр электронов  $\delta = 3$ .

Распределения концентрации и степени ионизации не оказывают влияния на степень поляризации рентгеновского излучения, что говорит о достаточно эффективной кулоновской диффузии в основаниях петли даже при остронаправленных пучках электронов.

Рассмотрим модели, параметры которых благоприятны с точки зрения захвата электронов с энергиями 30-60кэВ в верхней части петли, а именно, с показателем энергетического спектра электронов  $\delta=5$  и более сильным «магнитным зеркалом»  $V_{\max}/V_0=7$ . В этих случаях мѣньшее количество энергичных электронов достигнет глубоких слоев хромосферы и, соответственно, будет оказывать слабое влияние на излучение в диапазоне энергий 28-58кэВ. Как видно на рисунках 1.23а,б, 1.25а,б для изотропного  $S(\alpha)=1$  и анизотропного  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  случаев, ЖР яркость оснований отличается на 0-50% для моделей с частичной и полной ионизацией плазмы в хромосфере. Причем увеличение яркости ЖР излучения в основаниях в моделях с частичной ионизацией более выражено в диапазоне энергий 75-134кэВ в отличие от предыдущих случаев. В вершине влияние частичной степени ионизации отсутствует. Спектры излучения при эффективном захвате электронов меняются и становятся более жесткими на 0.1-0.4 единицы, если плазма в основаниях петли ионизована частично (рисунки 1.24а,г, 1.26а,г) только в случае “Liu2009”.



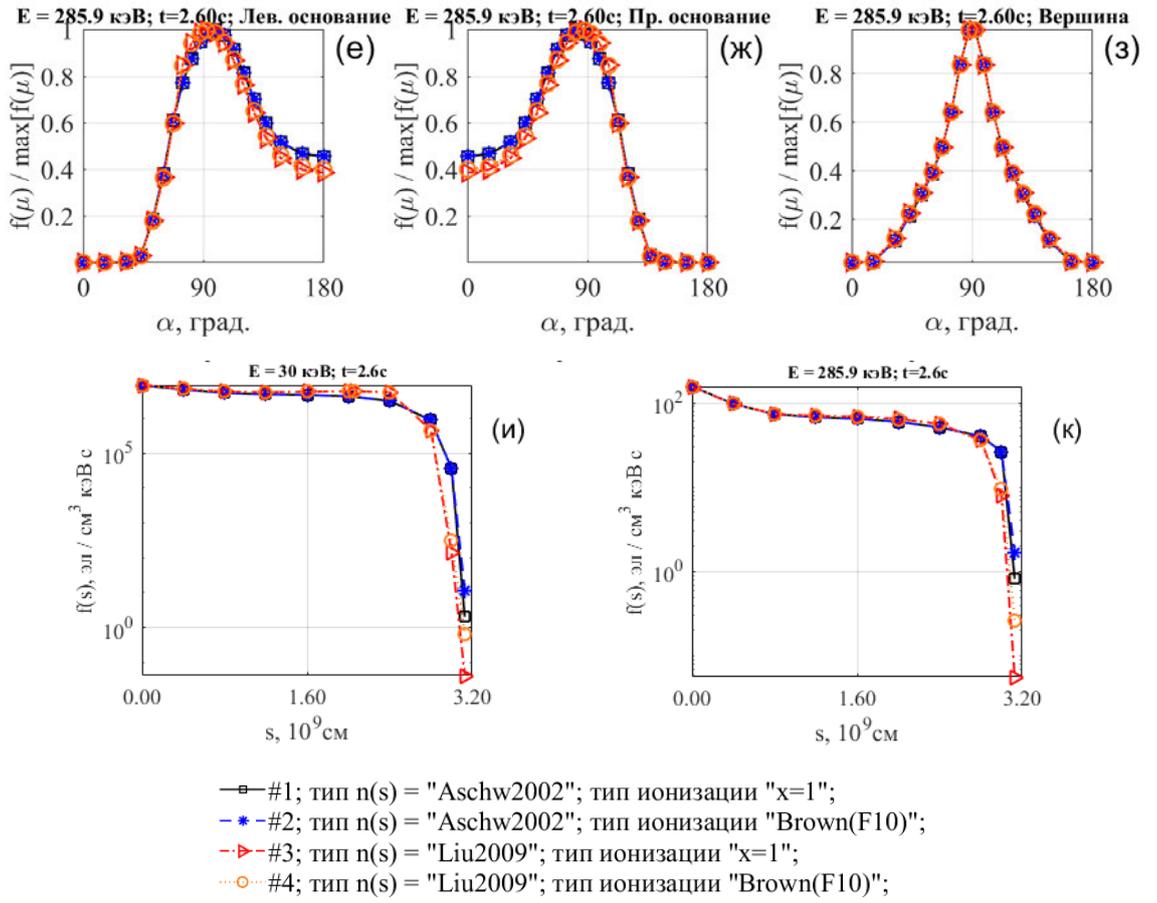
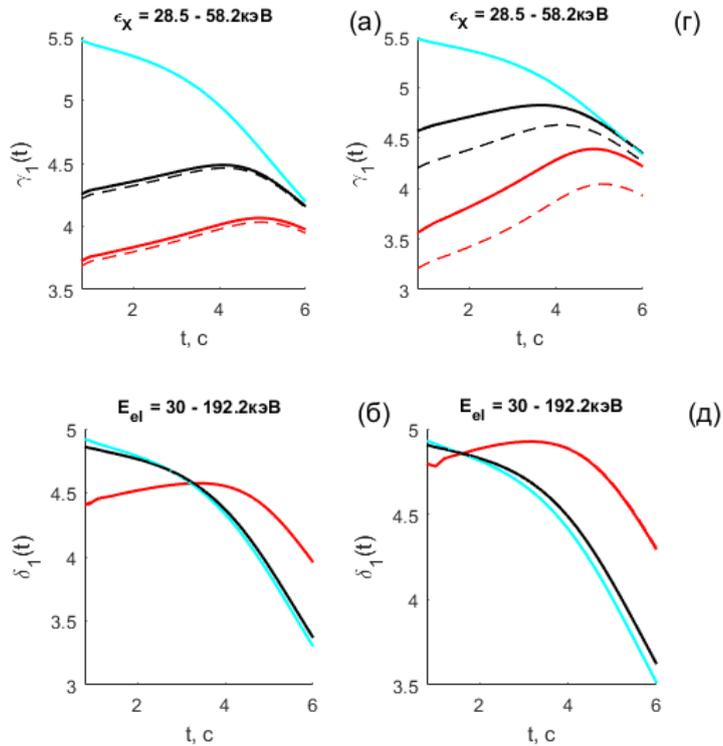
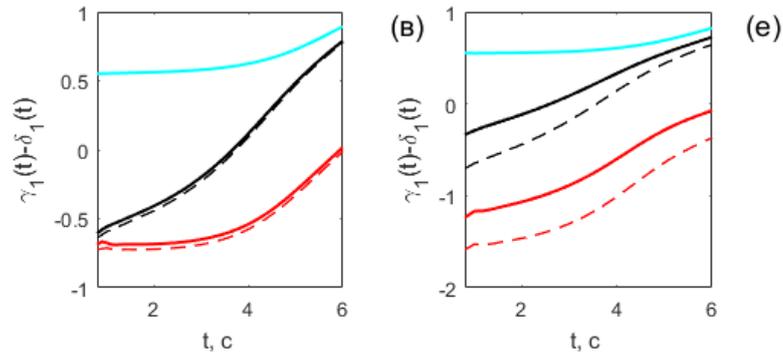


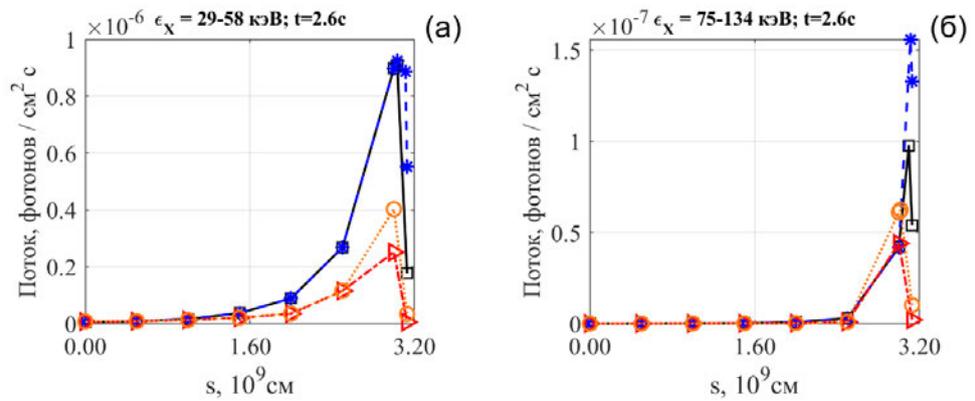
Рисунок 1.23. То же, что на рисунке 1.19 при  $V_{\max}/B_0=7$ ,  $\delta=5$ ,  $S(\alpha)=1$ .





- |  |  |
|--|--|
| <p>#1; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Правое основание<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#2; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Вершина<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#3; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Вся петля<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#4; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Правое основание<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#5; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Вершина<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#6; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Вся петля<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> | <p>#1; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Правое основание<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#2; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Вершина<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#3; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Вся петля<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#4; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Правое основание<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#5; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Вершина<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#6; <math>S(\alpha)=1</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Вся петля<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> |
|--|--|

Рисунок 1.24. То же, что на рисунке 1.20 при  $B_{\max}/B_0=7$ ,  $\delta=5$ ,  $S(\alpha)=1$ .



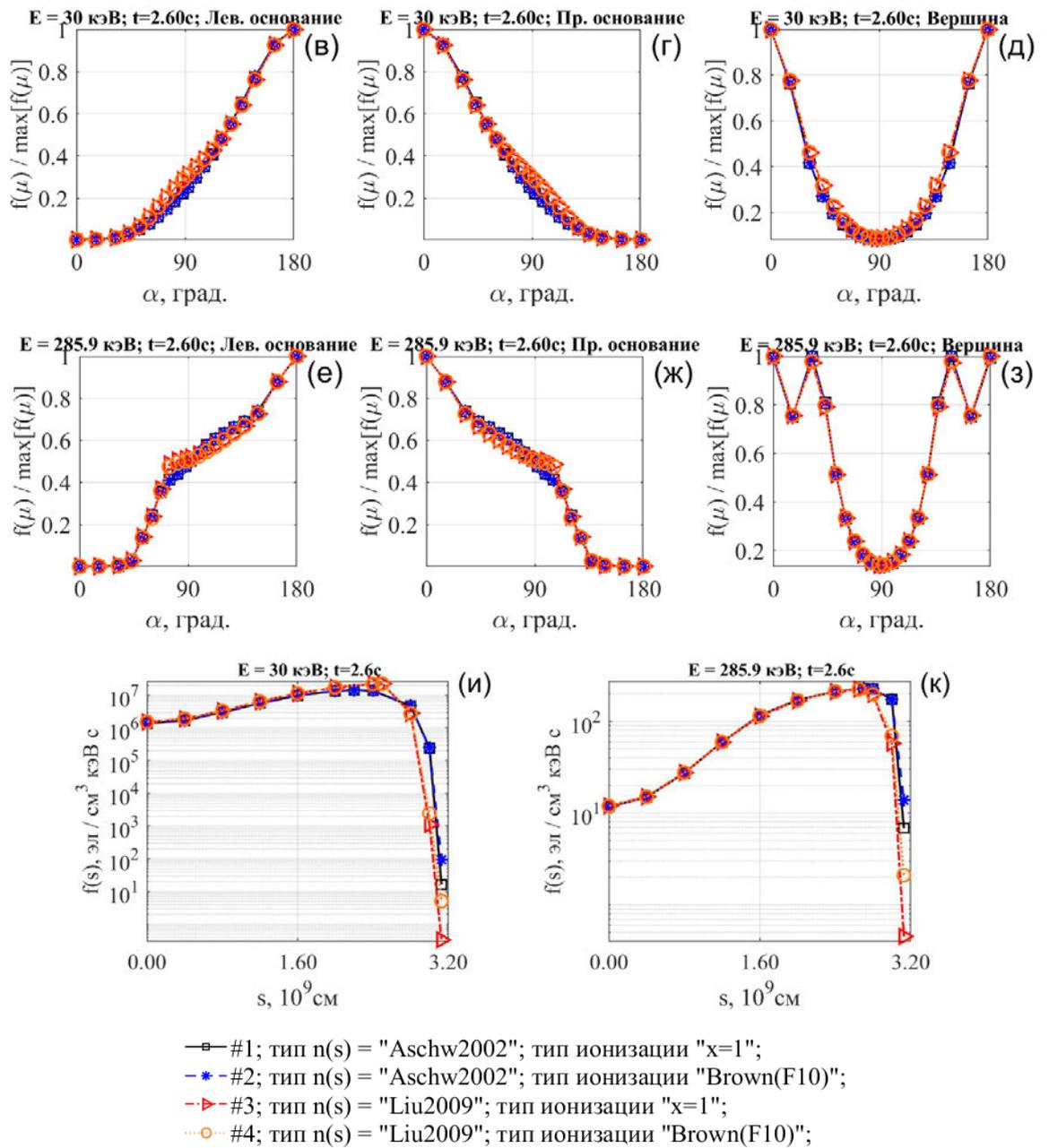
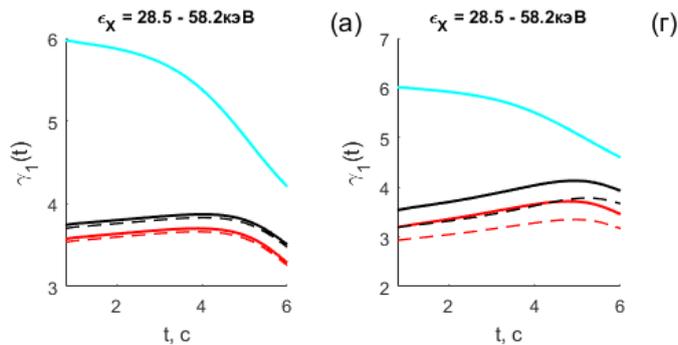
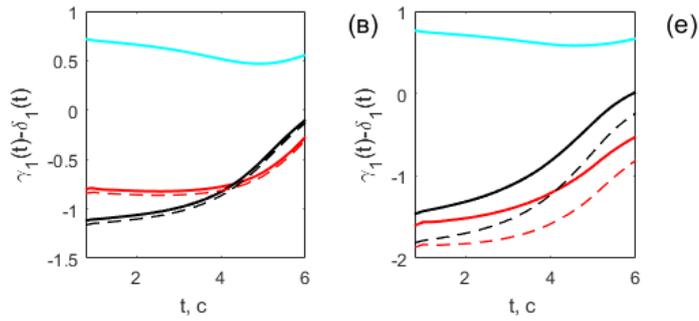
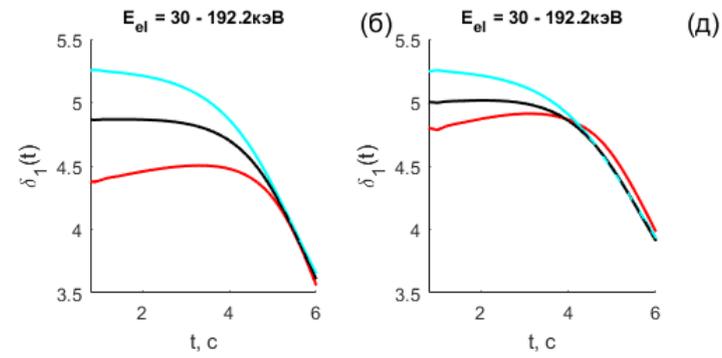


Рисунок 1.25. То же, что на рисунке 1.19 для анизотропного источника  $S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$ ,  $B_{\max}/B_0 = 7$ ,  $\delta = 5$ .





- |  |  |
|--|--|
| <p>#1; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Правое основание<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#2; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Вершина<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#3; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Вся петля<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#4; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Правое основание<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#5; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Вершина<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#6; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Вся петля<br/>тип <math>n(s)</math> = "Aschw2002";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> | <p>#1; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Правое основание<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#2; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Вершина<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#3; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>— Вся петля<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "x=1";</p> <p>#4; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Правое основание<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#5; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Вершина<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> <p>#6; <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>; <math>\delta=5</math>; <math>B_{\max}/B_0=7</math>;</p> <p>- - Вся петля<br/>тип <math>n(s)</math> = "Liu2009";<br/>тип ионизации "Brown(F10)";</p> |
|--|--|

Рисунок 1.26. То же, что на рисунке 1.20 для анизотропного источника  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ,  $B_{\max}/B_0=7$ ,  $\delta=5$ .

Таблица 4. Рассмотренные модели.

Влияние ионизации концентрации плазмы	степени и в	Рисунок 1.19	При частичной ионизации плазмы в хромосфере наблюдается существенное усиление рентгеновского излучения из оснований – на 60%
--	-------------------	-----------------	--

<p>хромосфере на жесткое рентгеновское излучение при <math>S(\alpha)=1</math>, <math>\delta=3</math>, <math>V_{\max}/V_0=2</math></p>		<p>для профиля концентрации “Liu2009” и 100% для “Aschw2002”.</p> <p>В диапазоне энергий 75-134кэВ рост излучения в случае частичной ионизации ниже на ~25% в сравнении с областью энергий 29-58кэВ.</p> <p>Область максимума излучения локализуется на различной высоте в зависимости от толщины слоя с концентрацией в диапазоне <math>10^{12}</math>-<math>10^{13}</math> см<sup>-3</sup>.</p> <p>Т.о. высота и интенсивность излучения зависят от профиля концентрации.</p>
<p>То же, что в п.1. Влияние на энергетические спектры, степень поляризации излучения, временные задержки.</p>	<p>Рисунки 1.20</p>	<p>Влияние частичной ионизации на величину и эволюцию во времени спектрального индекса электронов и рентгеновского излучения незначительно.</p> <p>Тип профиля концентрации оказывает существенное влияние: спектральный индекс излучения при “Liu2009” в основании в максимуме излучения более жесткий – на ~0,5 единицы.</p>
	<p>Без рисунка</p>	<p>Профиль концентрации и степень ионизации не оказывают существенного влияния на степень поляризации рентгеновского излучения.</p> <p>Степень ионизации не влияет на спектр временных задержек.</p>
<p>Влияние степени ионизации и концентрации плазмы в хромосфере на жесткое рентгеновское излучение при <math>S(\alpha)=\cos^2(\alpha)</math>, <math>\delta=3</math>, <math>V_{\max}/V_0=2</math></p>	<p>Рисунки 1.21-1.22</p>	<p>Результаты в целом схожи с изотропным случаем:</p> <p>Учет степени ионизации приводит к усилению рентгеновского излучения в основаниях в 1.3-2 раза.</p> <p>Профиль ионизации не влияет на спектры излучения.</p> <p>Профиль концентрации влияет аналогично изотропному случаю.</p>

	Без рисунка	Спектр временных задержек не меняется в зависимости от выбора профилей концентрации и ионизации.
Влияние степени ионизации и концентрации плазмы в хромосфере на жесткое рентгеновское излучение при $S(\alpha)=1$ и $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ , $\delta=5$ , $V_{\max}/V_0=7$	Рисунки 1.23-1.26	<p>Для изотропного и анизотропного случаев яркость оснований отличается на 0-50% для моделей с частичной и полной ионизацией.</p> <p>Причем увеличение яркости ЖР излучения в основаниях в моделях с частичной ионизацией более выражено в диапазоне энергий 75-134кэВ в отличие от предыдущих случаев.</p> <p>Спектры ЖРИ излучения становятся более жесткими на 0.1-0.4 единицы, если плазма в основаниях петли ионизована частично только в случае "Liu2009".</p>
	Без рисунка	<p>Степень поляризации, как и во всех предыдущих случаях не изменяется.</p> <p>Профили ионизации и концентрации качественно тип спектра задержек не изменяют в данных моделях.</p>

## 1.7. Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения

Перейдем к рассмотрению влияния различных параметров источника электронов, магнитного поля, концентрации фоновой плазмы на степень поляризации жесткого рентгеновского излучения. История наблюдений поляризации рентгеновского излучения насчитывает лишь несколько десятков событий [94]. Наблюдения проводились, например, на приборах CORONAS-F, RHESSI [121, 165, 183]. Измеренные значения степени поляризации варьируются от 0 до 40% с редкими эпизодами более высоких значений. Величина ошибок измерений составляет порядка 50%. Наряду с прямыми измерениями, также прибегают к косвенным методам оценки направленности потоков электронов и соответственно излучения, используя, например, эффект Комптона как инструмент диагностики потока в направлении фотосферы [90, 98] или моделирование гиротронного излучения [62, 105, 125]. Последний метод позволяет судить о pitch-угловом распределении электронов только в области энергий свыше 250кэВ. В виду планирования запуска приборов, которые позволят проводить

измерения направленности излучения в будущем [46, 166], считаем актуальным проанализировать степень поляризации излучения в области энергий 30-150кэВ. Расчет степени поляризации производился согласно выражению (7) (см. подробнее параграф 1.2.1

Рассмотрим изотропные модели с различной концентрацией в вершине  $n_0^{LT}$ ,  $B_{max}/B_0=2,7$ ,  $\delta=3,5,7$ . Результаты расчета представлены на рисунке 1.27. Из рисунка следует, что все изотропные модели в симметричных магнитных петлях вне зависимости от  $B_{max}/B_0$ ,  $\delta$  дают высокую степень поляризации в вершине до 25% в диапазоне энергий 29-58кэВ и до 16% в диапазоне энергий 75-134кэВ. Это связано с квазипоперечным распределением захваченных в вершине ускоренных электронов (см., например, рис. 1.3д,з). Повышение концентрации плазмы в вершине петли уменьшает степень поляризации примерно на 10%, что является результатом рассеяния частиц в короне с большой плотностью. Появление несимметричности в распределении магнитного поля петли также понижает степень поляризации в вершине в обоих диапазонах энергий и приводит к смене знака поляризации в «пролетной» половине петли с низким отношением  $B_{max}/B_0$  (кривая №9).

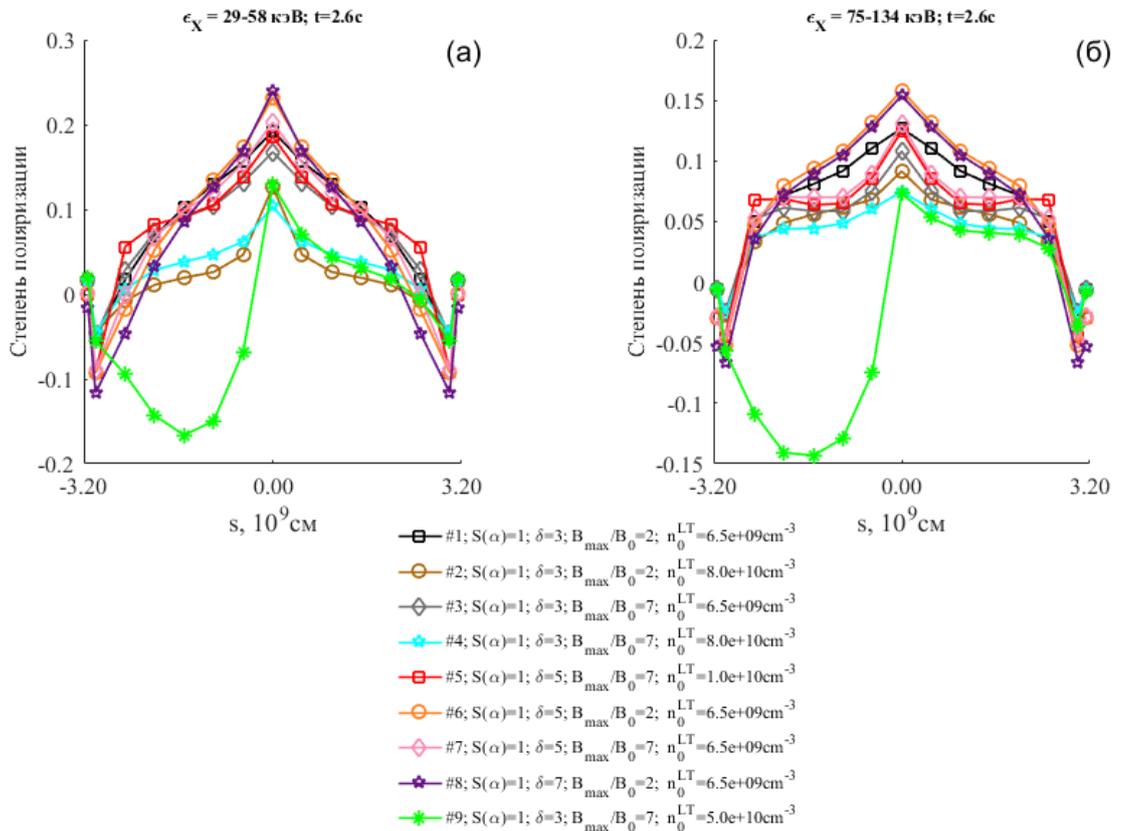


Рисунок 1.27. Зависимость степени поляризации жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли для моделей с изотропным источником  $S(\alpha)=1$  с показателем спектра электронов  $\delta=3,5,7$ ;  $V_{\max}/B_0=2,7$  и различной концентрацией плазмы в вершине петли. Подробное описание приведено в легенде под графиком. Последняя кривая №9 соответствует модели со смещенным минимумом магнитного поля  $b_1=-2 \cdot 10^9$  см. Угол наблюдения  $90^\circ$ . Время соответствует максимуму инжекции.

В основаниях степень поляризации быстро падает до значений близких к нулю в результате изотропизации в плотных слоях хромосферы. Суперпозиция с излучением от более глубоких слоев дает среднюю поляризацию из оснований менее 10%, например, как на рисунке 1.28 для модели, которой соответствует кривая №6 на рисунке 1.27.

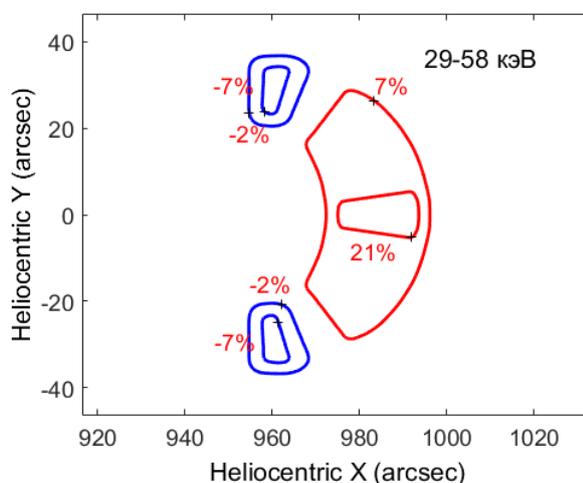


Рисунок 1.28. Распределение степени поляризации для модели, которой соответствует кривая №6 на рисунке 1.27. Синие контуры соответствуют отрицательной поляризации. Красные – положительной поляризации. Расположение петли соответствует положению на лимбе (угол наблюдения  $\theta=90^\circ$ ).

На рисунке 1.29 даны распределения степени поляризации для анизотропных моделей с питч-угловым распределением  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ . Кривые №2,3 для источников  $S(\alpha)=\cos^8(\alpha)$ ,  $S(\alpha)=\cos^4(\alpha)$ . Сравнивая кривые 1,2,3 видно, что при возрастании анизотропии источника, увеличивается степень поляризации с минус 16% до минус 35%. Это вызвано квазипродольными функциями распределения электронов в данных моделях в области энергий до  $\sim 150$  кэВ (см., например, Рисунок 1.5в,г,д). Как и в изотропном случае, с возрастанием концентрации плазмы в короне (кривые с номерами 4,6,8,10) степень поляризации в вершине уменьшается с минус 30-35% до минус 16-23% в диапазоне энергий 29-58кэВ, и с минус 23% до минус 17% в диапазоне 75-135кэВ. Спектр электронов, величина  $V_{\max}/B_0$  не оказывают существенного влияния на степень

поляризации. Однако, при увеличении  $V_{\max}/B_0$  область с отрицательной поляризацией существенно сужается.

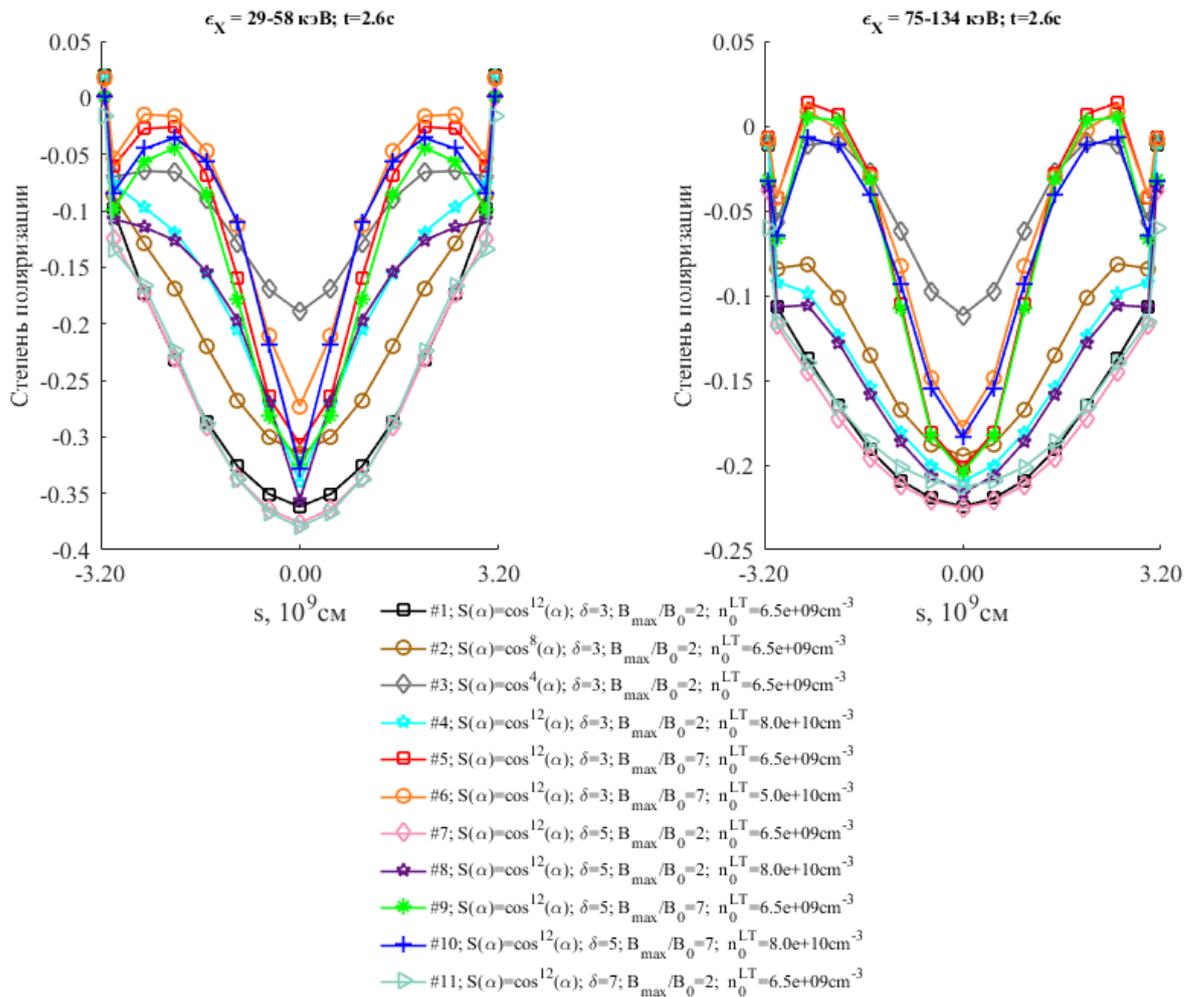


Рисунок 1.29. Зависимость степени поляризации жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли для моделей с анизотропным источником  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  с показателем спектра электронов  $\delta=3,5,7$ ;  $B_{\max}/B_0=2,7$  и различной концентрацией плазмы в вершине петли. Подробное описание приведено в легенде под графиком.

Как показано ранее, в анизотропных моделях яркость вершины не значительна (если отсутствуют дополнительные турбулентные источники рассеяния электронов), что делает обнаружение отрицательной поляризации в вершине петли невозможным, кроме случая залимбовых событий. Например, на рисунке 1.30(а,б) приведены расчетные рентгеновские изображения в диапазоне 28-58кэВ и 70-135кэВ в анизотропной модели  $S(\alpha)=\cos^6(\alpha)$  с параметрами, «благоприятными» с точки зрения возможности появления источника в вершине петли –  $\delta=5$ ,  $B_{\max}/B_0=7$ . Как видно на панелях 1.30(в,г), наибольшая отрицательная поляризация соответствует области с

малой интенсивностью излучения. В основаниях же степень поляризации мала, не превышает 5%. Таким образом, несмотря на наличие областей с квазипродольным распределением электронов, их обнаружение по тормозному рентгеновскому излучению представляется сложной задачей.

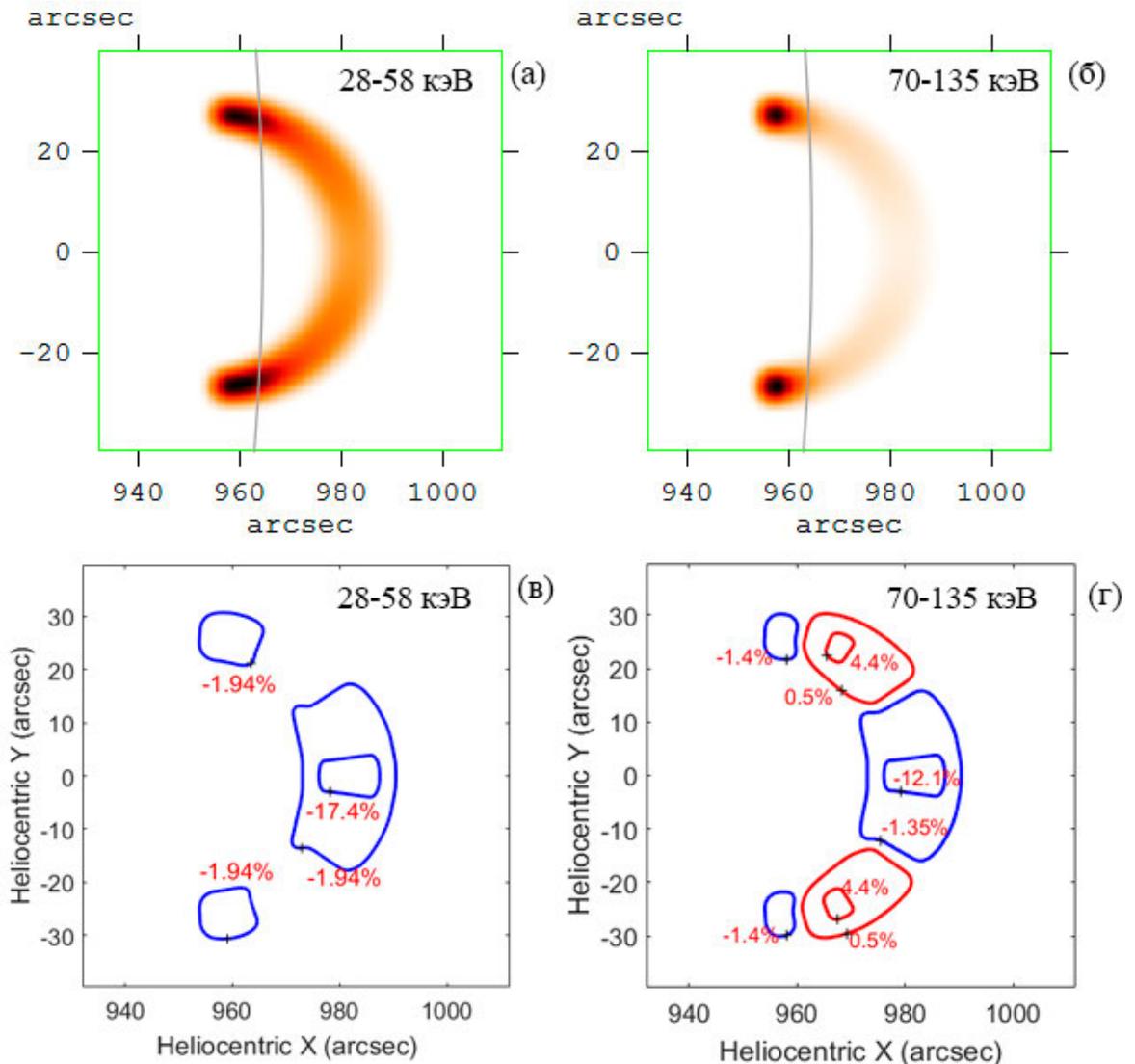


Рисунок 1.30. Рентгеновские изображения в диапазоне энергий 28-58кэВ (панель а), 70-135 кэВ (панель б) и соответствующие им изображения степени поляризации на панелях (в,г) для анизотропной модели  $S(\alpha) = \cos^6(\alpha)$ ,  $\delta=5$ ,  $V_{\max}/V_0=7$ . Серая линия на панелях (а,б) – лимб.

В случае, если источник электронов не симметричен относительно направления инжекции электронов, знаки степени поляризации отличаются в разных половинах магнитной петли (см. рисунок 1.31) и находятся в пределах -20% - +10%. Как и в

предыдущих случаях наибольшее влияние на уменьшение поляризации оказывает увеличение концентрации плазмы в короне и отношения  $B_{\max}/B_0$ .

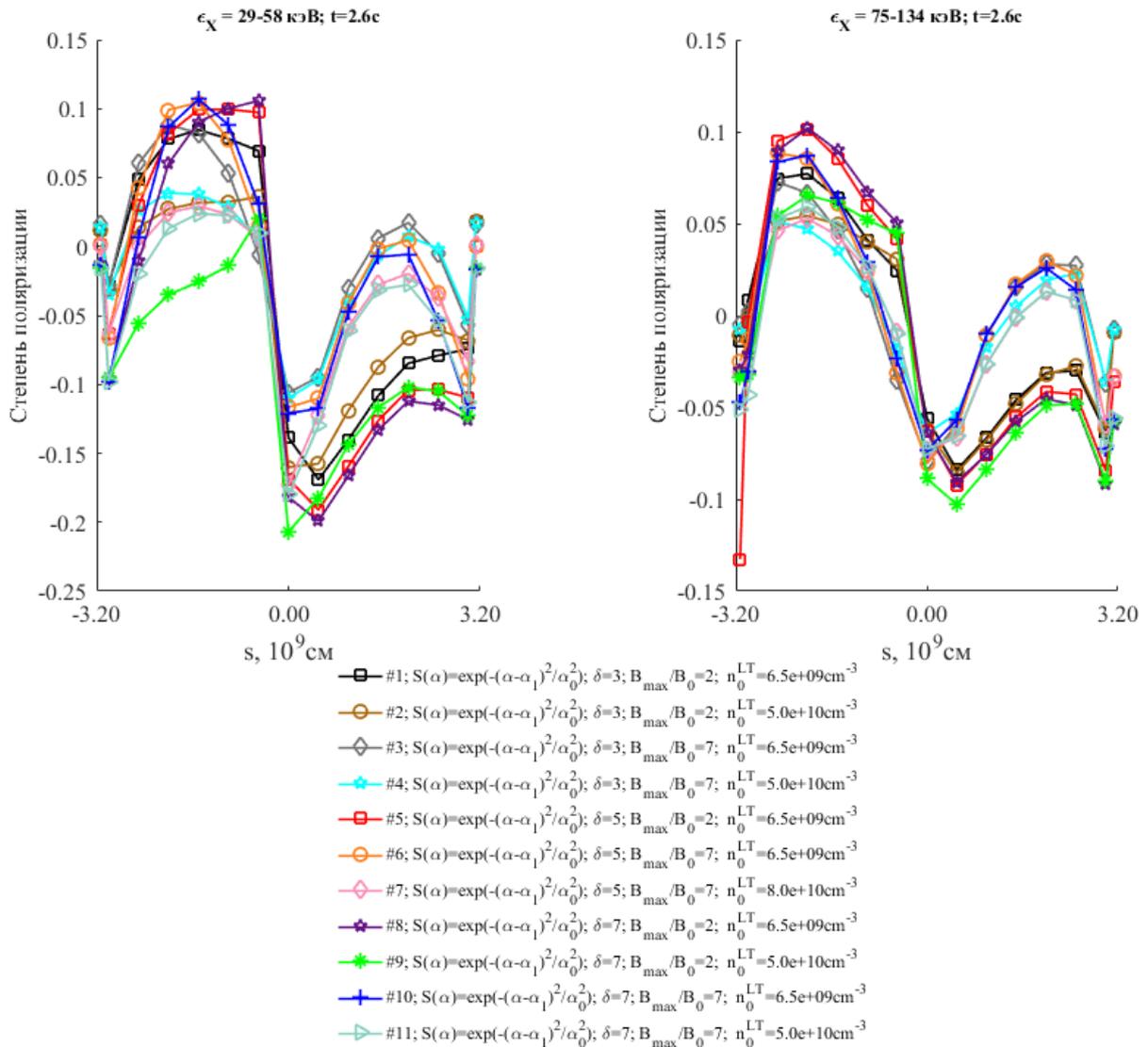


Рисунок 1.31. Зависимость степени поляризации жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли для моделей с несимметричным источником  $S(\alpha) = \exp\left(-\frac{(\alpha-\alpha_1)^2}{\alpha_0^2}\right)$ ,  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_0 = 36^\circ$  с показателем спектра электронов  $\delta=3,5,7$ ;  $B_{\max}/B_0=2,7$  и различной концентрацией плазмы в вершине петли. Подробное описание приведено в легенде под графиком.

Анализ степени поляризации с учетом дополнительных механизмов рассеяния будет проведен в главе 2. . Влияние квазипоперечного распределения типа  $S(\alpha)=\sin^8(\alpha)$  сводится к увеличению степени поляризации в вершине на 5-7% даже при высокой концентрации в вершине.

## 1.8. Спектр временных задержек

Дополнительным инструментом диагностики ускоренных электронов во время вспышек может служить временной спектр задержек, регистрируемый в жестком рентгеновском излучении. Временные задержки рядов ЖРИ и их динамика определяются динамикой процессов ускорения и распространения высокоэнергичных электронов в плазме вспышечной петли. В простейших моделях распространения электронов [17, 24] спектры временных задержек определяются зависимостью  $\sim E^{-1/2}$  в модели свободного пролета, либо  $\sim E^{3/2}$  в модели ловушки с высыпанием. При анализе спектров временных задержек, полученных в моделях, мы будем сравнивать их с этими простыми закономерностями, для того, чтобы качественно представить характер распространения электронов в различных частях магнитной петли. В модели источника ускоренных электронов, расположенного высоко в короне, электронам требуется время, чтобы достигнуть плотных слоев хромосферы, где в результате столкновений с ионизированной компонентой плазмы, они выделяют часть своей энергии (порядка  $10^{-3}$ - $10^{-4}$ ) в виде излучения в жестком рентгеновском диапазоне энергий. Поскольку скорости электронов различаются, первыми достигнут хромосферы высокоэнергичные электроны. При отсутствии рассеяния и захвата частиц спектр задержек будет спадающего типа. Процессы рассеяния электронов и отражения в сходящемся к основаниям петли магнитном поле приведут к появлению захваченных электронов, которые, прежде чем попасть в конус потерь и излучить, проведут некоторое время в магнитной ловушке. В случае увеличения концентрации в вершине магнитной петли и/или появления сильных «турбулентных зеркал», захваченные частицы будут излучать в корональной части петли. В результате возникнет сложная картина излучения, которая приведет к различным типам спектра временных задержек [16, 24]. Спектр временных задержек рассчитывался согласно методике, изложенной в работе [9]. Производилось вычисление взаимно корреляционной функции пар временных рядов разных энергий и по ее максимуму определялась временная задержка данной пары. Такая процедура проделывалась для разных локальных областей – вершины и оснований магнитной петли. Что касается абсолютной величины временных задержек, то при учете ошибок измерений, обработки и малости самих величин они определяются с большой погрешностью и, потому при интерпретации самих задержек следует учитывать скорее всего порядок величин, а не их “точные” значения. Для модельных расчетов ошибки измерений и обработки не важны. Для надежного измерения миллисекундных задержек

требуются измерения с высоким временным разрешением. Спектрометр BATSE [57] космической обсерватории CGRO обладал разрешением 16мс в диапазоне энергий 30кэВ-1МэВ, а Konus-Wind [14] разрешением 2мс, 20кэВ-10МэВ. К сожалению, такие спектрометры не обладают пространственным разрешением. На рентгеновском телескопе RHESSI, разрешающим локальные источники во время вспышки, как правило, оказывается не достаточно статистика для надежного измерения временных задержек из локальных источников. Таким образом, при моделировании распространения электронов, имеет смысл анализировать как локальные, так и интегральные по всей петле спектры задержек. При этом в моделях всегда можно указать, доминирует ли в интегральном спектре излучение из вершины петли, из оснований или происходит их суперпозиция.

Рассмотрим влияние концентрации плазмы в вершине петли и хромосфере (рисунок 1.32) в модели с изотропным источником для жесткого спектра электронов  $\delta=3$  и при малом отношении  $V_{max}/V_0=2$  на спектр энергетических задержек, представленный на рисунке 1.33. Типы линий на рисунках 1.32 и 1.33 совпадают. Зеленой и голубой линиями отмечены аналитические модели свободного пролета ( $\gamma=1/2$ , спадающий спектр) и захвата ( $\gamma=3/2$ , растущий спектр) [16, 24]. На панелях б,в даны спектры задержек для вершины и оснований петли. Ввиду существенной разницы спектров задержек по абсолютной величине все спектры нормированы на единицу. Точные значения максимальных задержек приведены в легенде:  $maxD$  - для интегральных задержек,  $maxLFP/maxRFP$  - для левого/правого основания (область интегрирования  $s = (\pm 2 - \pm 3.128) \cdot 10^9 \text{ см}$ ),  $maxLT$  - вершины (область интегрирования  $s = (-1.5 - 1.5) \cdot 10^9 \text{ см}$ ).

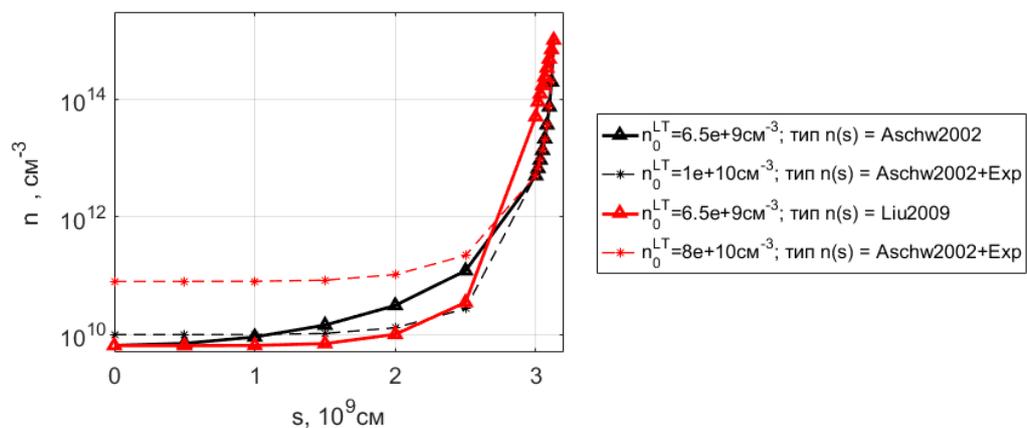


Рисунок 1.32. Различные типы распределений концентрации плазмы для которых рассчитаны спектры временных задержек на рисунке 1.33.

Увеличение толщи в основании петли с концентрацией  $10^{12}$ - $10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  приводит к смене формы спектра задержек на практически спадающий, близкий к модели свободного пролета (красная сплошная линия). Увеличение концентрации в корональной части петли от значений порядка  $\sim 10^9 \text{см}^{-3}$  до  $\geq 10^{10} \text{см}^{-3}$  наоборот дает растущие спектры задержек или U-образные с существенной растущей частью (пунктирные линии на рисунке 1.33).

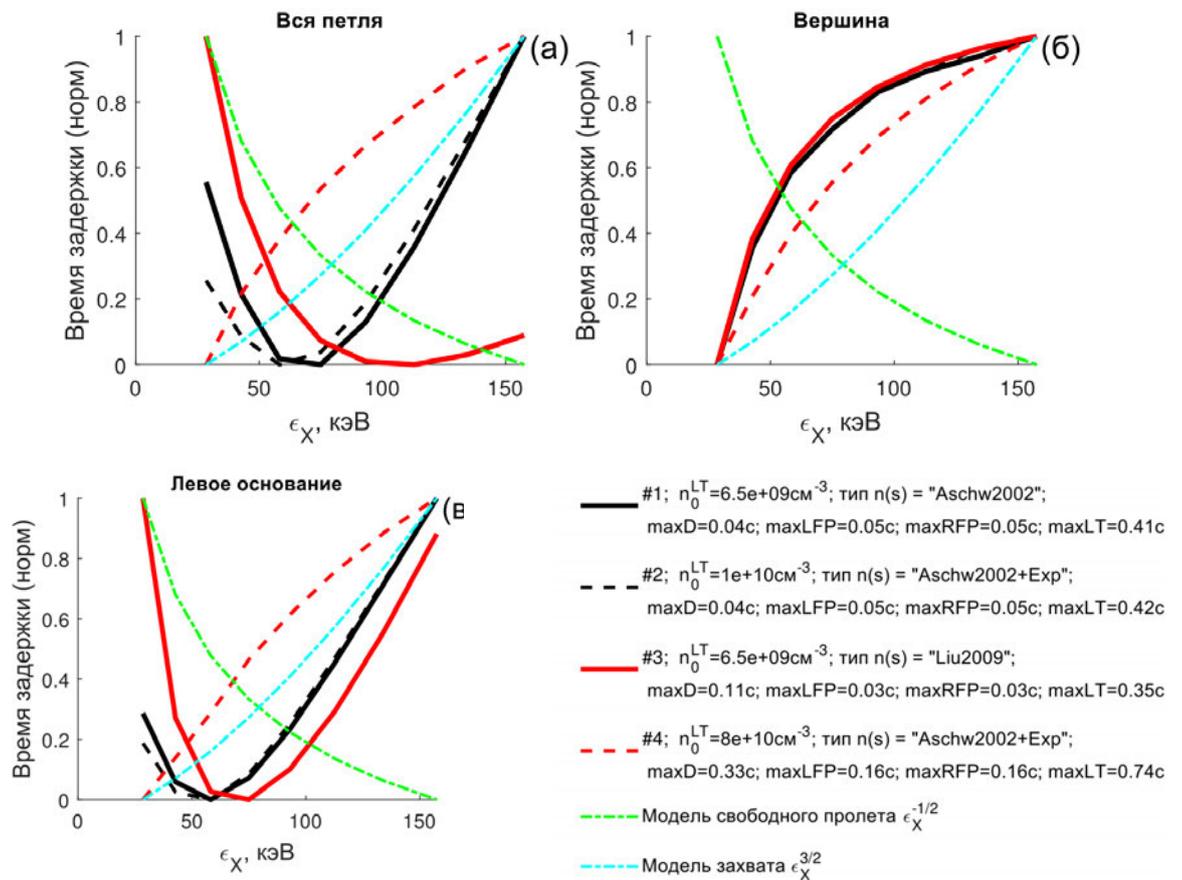


Рисунок 1.33. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 5.  $S(\alpha)=1$ ;  $V_{\text{max}}/V_0=2$ ;  $\delta=3$ .

В анизотропном случае  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  (рисунок 1.34) интегральные спектры временных задержек спадающие вне зависимости от концентрации плазмы в короне и/или хромосфере, причем форма кривых близка к модели свободного пролета, что не удивительно при столь малом отношении  $V_{\text{max}}/V_0$ , и жестком спектре электронов  $\delta=3$ .

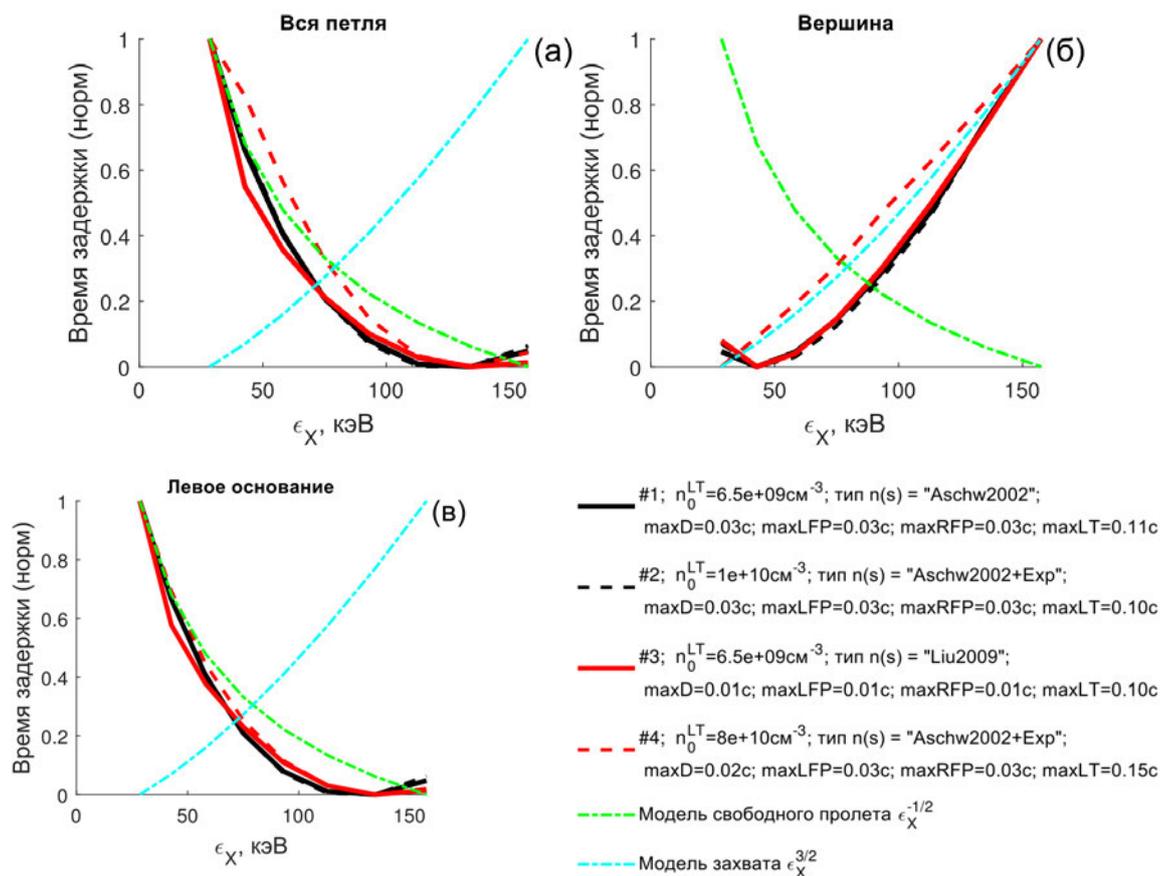


Рисунок 1.34. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 5.  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $V_{\text{max}}/V_0=2$ ;  $\delta=3$ .

В случае более мягкого спектра электронов с показателем  $\delta=5$ , а также при высоком отношении  $V_{\text{max}}/V_0=7$  и  $\delta=5$  в анизотропном случае увеличение концентрации в корональной части петли оказывает влияние, меняя спадающий или U-образный спектр (сплошная черная кривая) на растущий или П-образный (рисунок 1.35-1.36, штриховые кривые). Аналогично и для несимметричного источника. Данное обстоятельство связано с усилением вклада в интегральное излучение источника из вершины петли, что доказывается слабой чувствительностью спектров задержек в основаниях петли к увеличению концентрации в рассмотренных моделях (рисунки 1.35в, 1.36в, штриховые кривые).

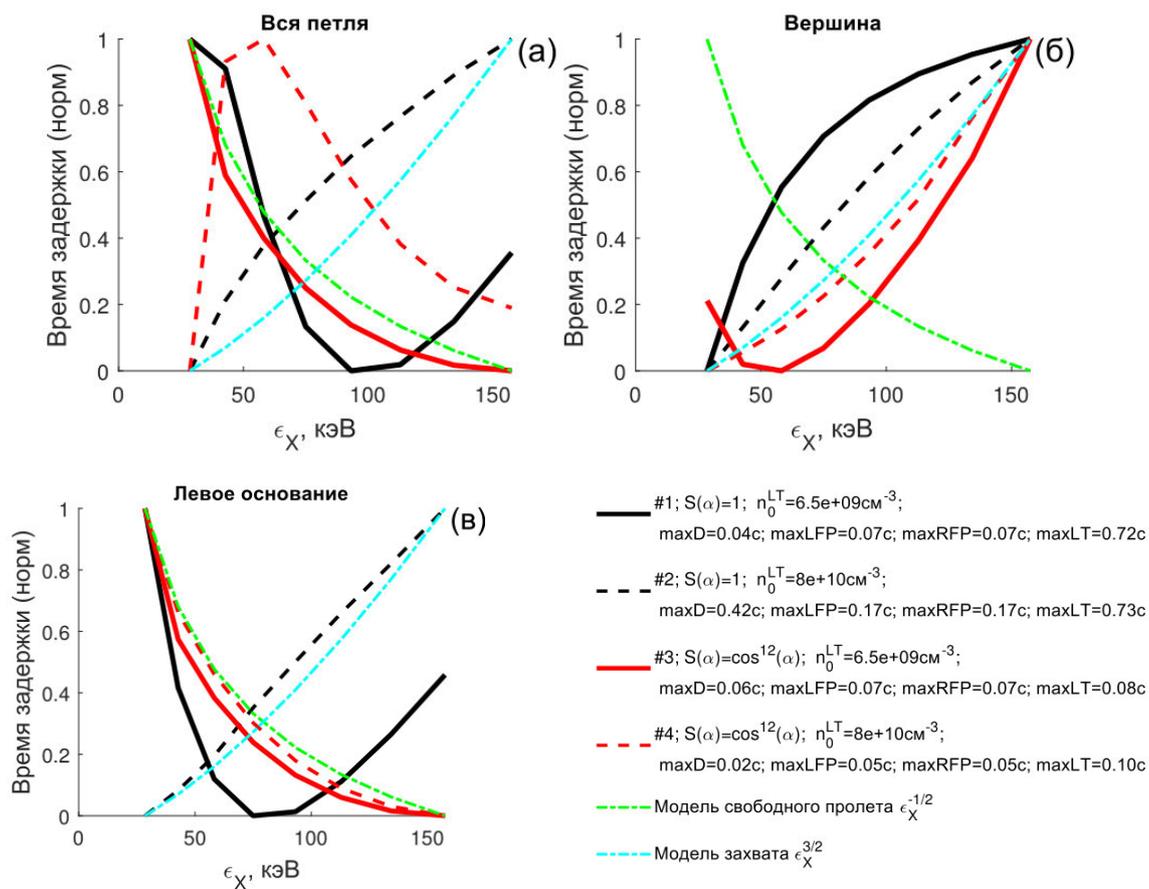
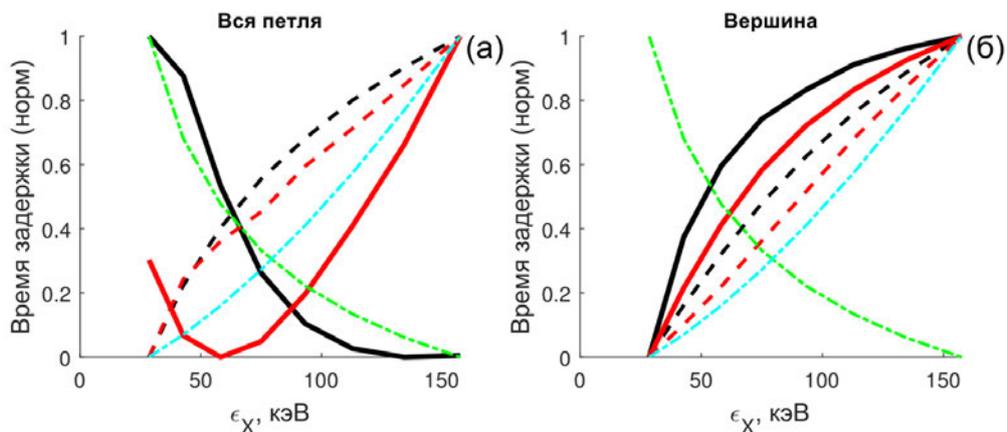


Рисунок 1.35. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Сравниваются между собой модели, помеченные сплошной и штриховой линиями. Справочная информация дана в таблице 5.  $V_{\text{max}}/V_0=2$ ;  $\delta=5$ .



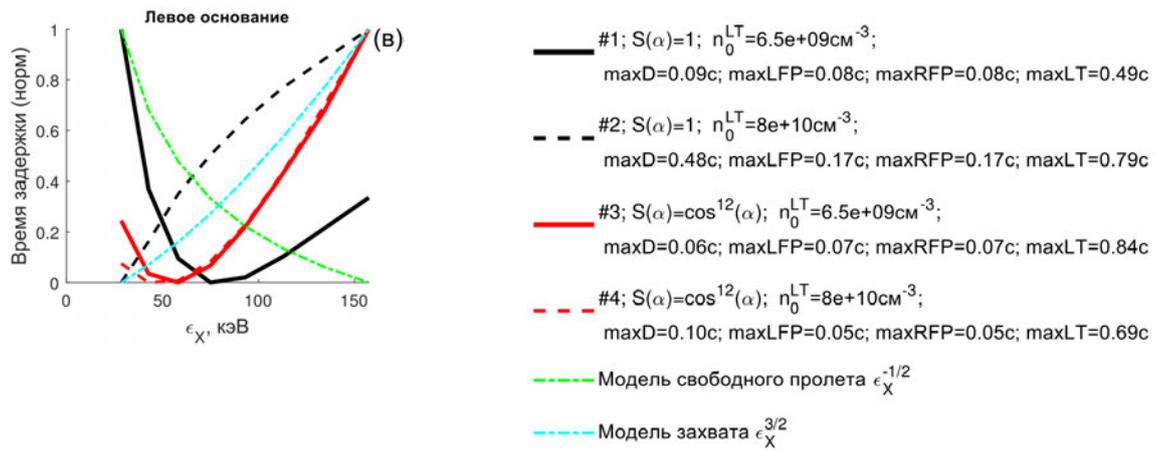


Рисунок 1.36. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Сравняются между собой модели, помеченные сплошной и штриховой линиями. Справочная информация дана в таблице 5.  $V_{\text{max}}/V_0=7$ ;  $\delta=5$ .

Смена питч-углового распределения с изотропного на анизотропное влечет появление спадающего типа спектров задержек, в случае достаточно жестких энергетических спектров электронов при малом отношении  $V_{\text{max}}/V_0$  вне зависимости от концентрации в вершине петли (рисунок 1.47а), либо приводит к U-образному спектру при  $\delta=5$ ,  $V_{\text{max}}/V_0=7$  при низкой концентрации в вершине петли. Появление спадающей части спектра (ассоциируемое со свободным пролетом) связано с тем, что низкоэнергичные электроны (30-60кэВ) не успевают термализоваться в короне с низкой плотностью плазмы. Первыми излучают электроны с энергиями 60-100кэВ, так как именно они быстрее достигают хромосферы. Электроны же с энергией  $>150\text{кэВ}$  имеют свойство накапливаться в ловушке, т.к. медленнее теряют энергию, в итоге обеспечивая растущую часть U-образного спектра задержек тормозного излучения данных электронов. При высокой концентрации плазмы анизотропия в источнике не сказывается на спектре задержек.

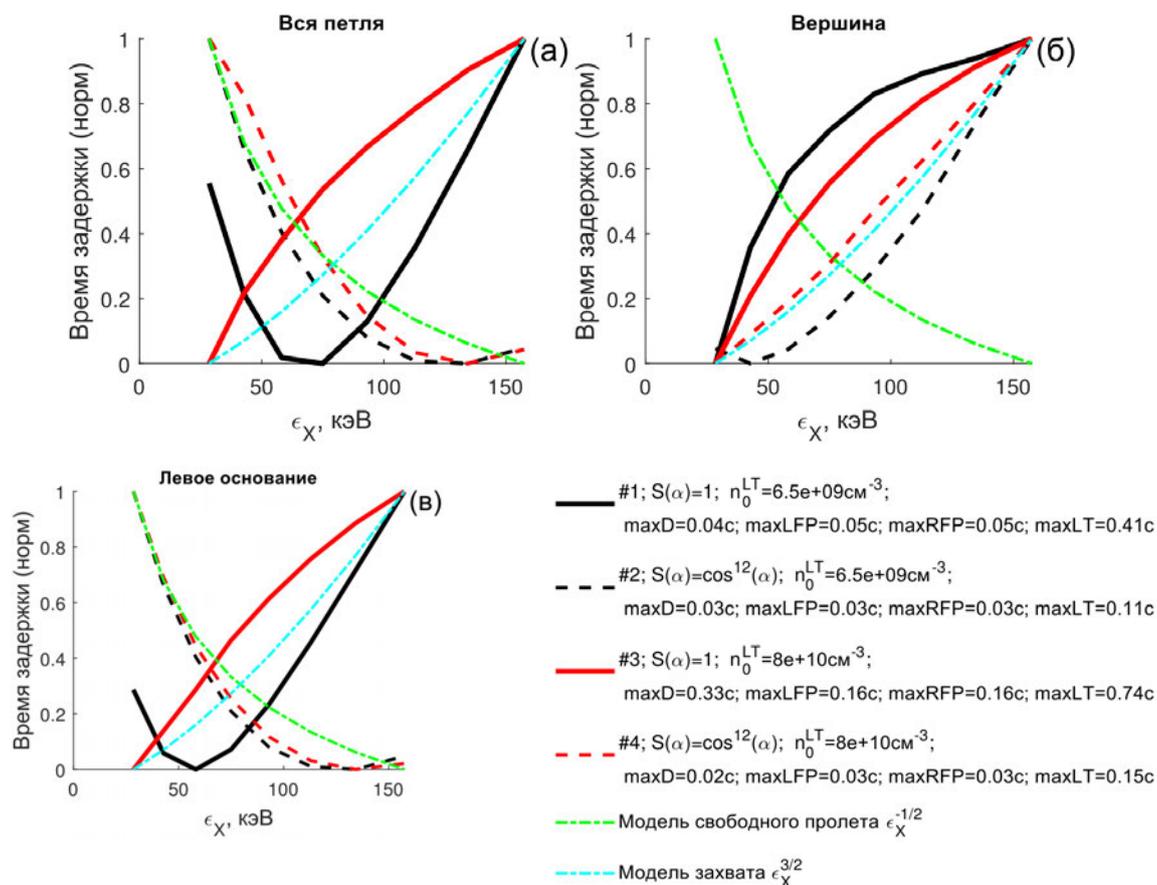


Рисунок 1.37. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Сравниваются между собой модели, помеченные сплошной и штриховой линиями. Справочная информация дана в таблице 5.  $V_{\text{max}}/V_0=2$ ;  $\delta=3$ .

Применительно к солнечным вспышкам наиболее реалистичным является случай несимметричного распределения магнитного поля вдоль пути распространения электронов, как показано на рисунке 1.2б, красная кривая. В этом случае растущие спектры задержек сменяются на спадающие вне зависимости от концентрации плазмы в короне и анизотропии источника (рисунок 1.38 сплошные кривые против штриховых), причем даже в геометрической вершине петли.

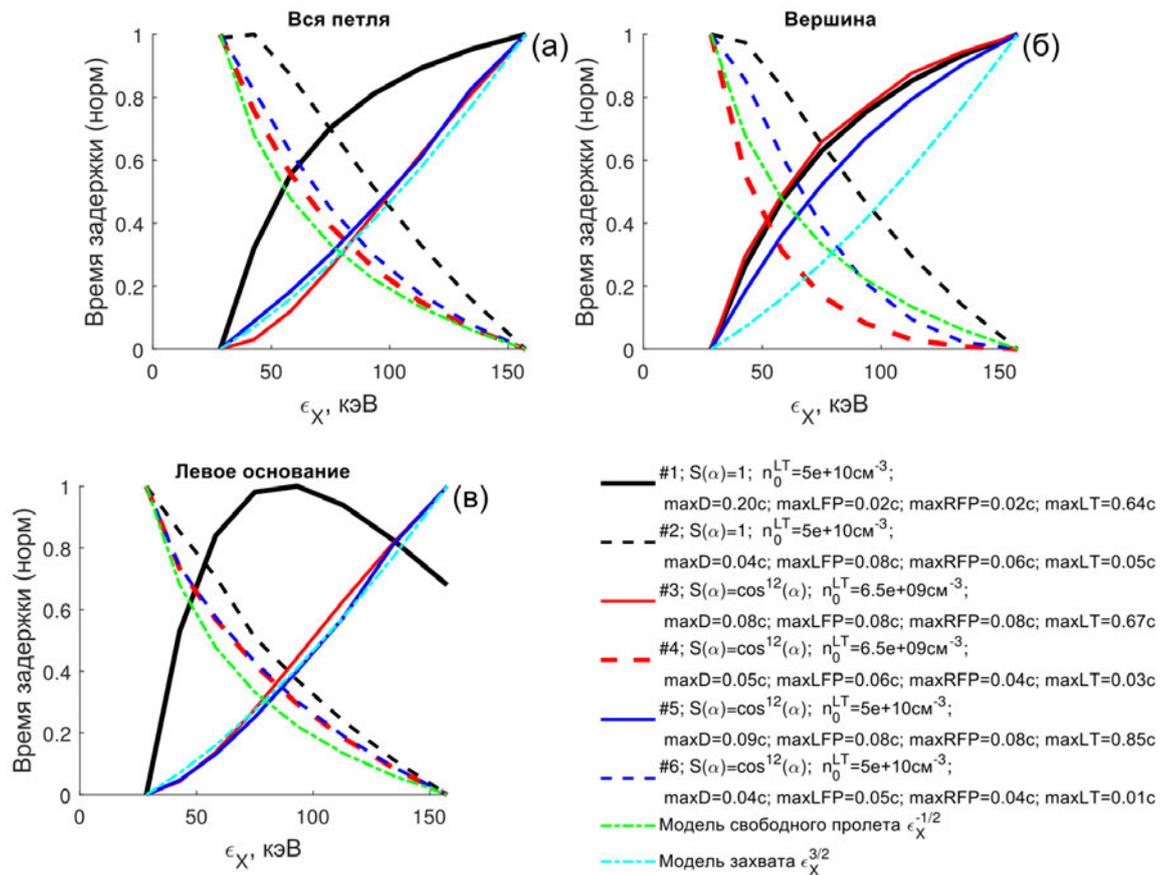


Рисунок 1.38. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основании магнитной петли. Сравняются между собой модели (сплошные и штриховые линии). Справочная информация дана в таблице 5.  $V_{max}/V_0=2$ ;  $\delta=7$ .

Проанализируем влияние показателя спектра электронов  $\delta$  в источнике на спектр временных задержек для изотропного источника при разных значениях  $V_{max}/V_0$ , и концентрации в вершине петли (рисунок 1.39). Как видно на панели (а), смягчение спектра приводит к увеличению спадающей части спектра в модели с малым отношением  $V_{max}/V_0=2$  (черные кривые), неизменности спектра задержек в модели с большим отношением  $V_{max}/V_0=7$  (красные кривые) и к отсутствию влияния в случае высокой концентрации плазмы в вершине петли (синие кривые).

Таким образом, рассеяние и потери энергии в результате увеличения концентрации плазмы в вершине приводят к независимости спектров задержек от pitch-углового и энергетического распределений электронов в источнике для случая изотропного в момент инжекции распределения  $S(\alpha)=1$ . В анизотропном же случае  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  показатель энергетического спектра электронов существенного влияния не оказывает вне зависимости от  $V_{max}/V_0$  и концентрации плазмы в вершине.

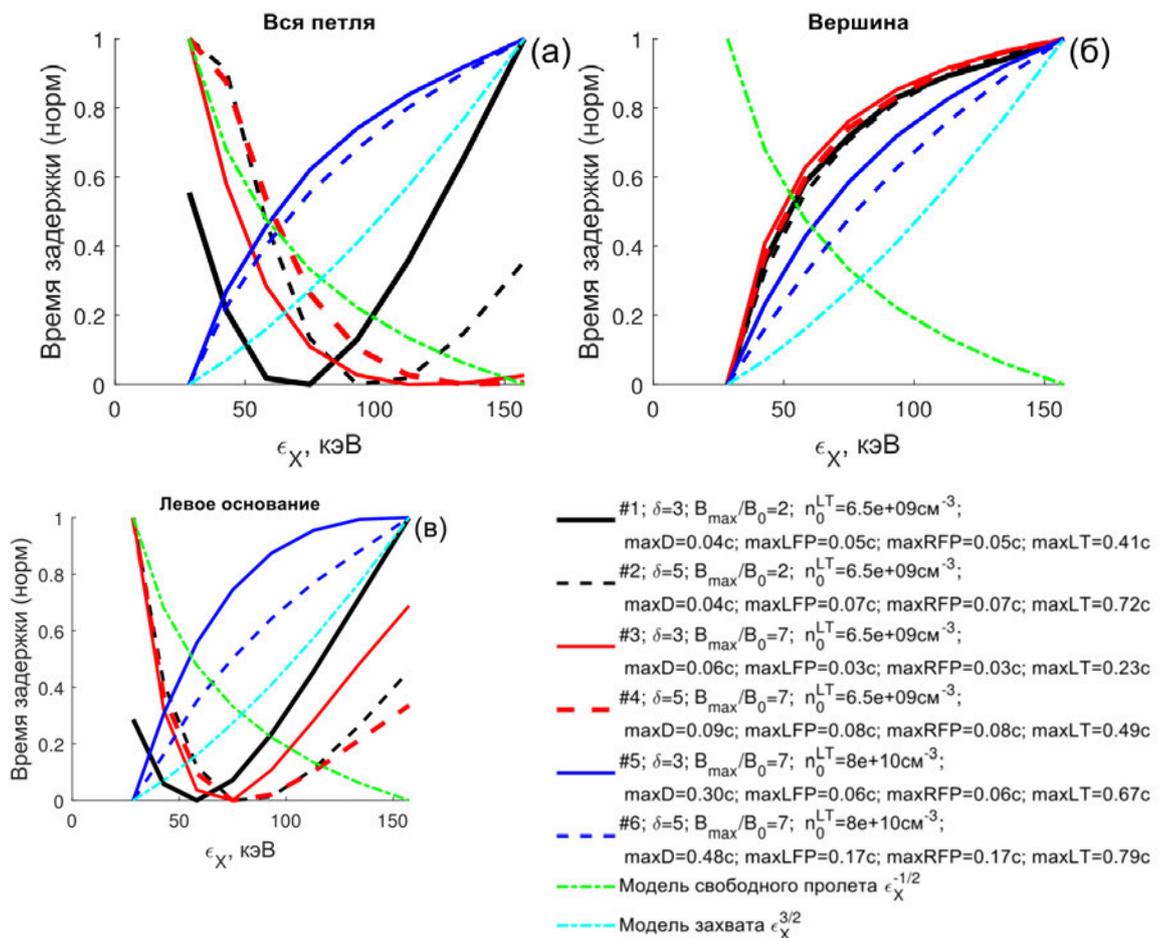


Рисунок 1.39. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Сравниваются между собой модели, помеченные сплошной и штриховой линиями. Справочная информация дана в таблице 5.  $S(\alpha)=1$ ;

Рассмотрим влияние отношения  $B_{\max}/B_0$  при  $\delta=3,5$ ,  $S(\alpha)=1$  и разной концентрации в корональной части петли (рисунок 1.40). Увеличение  $B_{\max}/B_0$  приводит к увеличению спадающей части спектра в модели с жестким и мягким спектрами  $\delta=3,5$  (черные и синие кривые), и к отсутствию влияния в случае высокой концентрации плазмы в вершине петли вне зависимости от величины  $\delta$  (красные и коричневые кривые). В анизотропном случае (рисунок 1.50) увеличение  $B_{\max}/B_0$  приводит к появлению или увеличению растущей части спектра задержек во всех случаях (при разном  $\delta$  и концентрации в вершине), что связано с усилением роли рентгеновского источника в вершине петли.

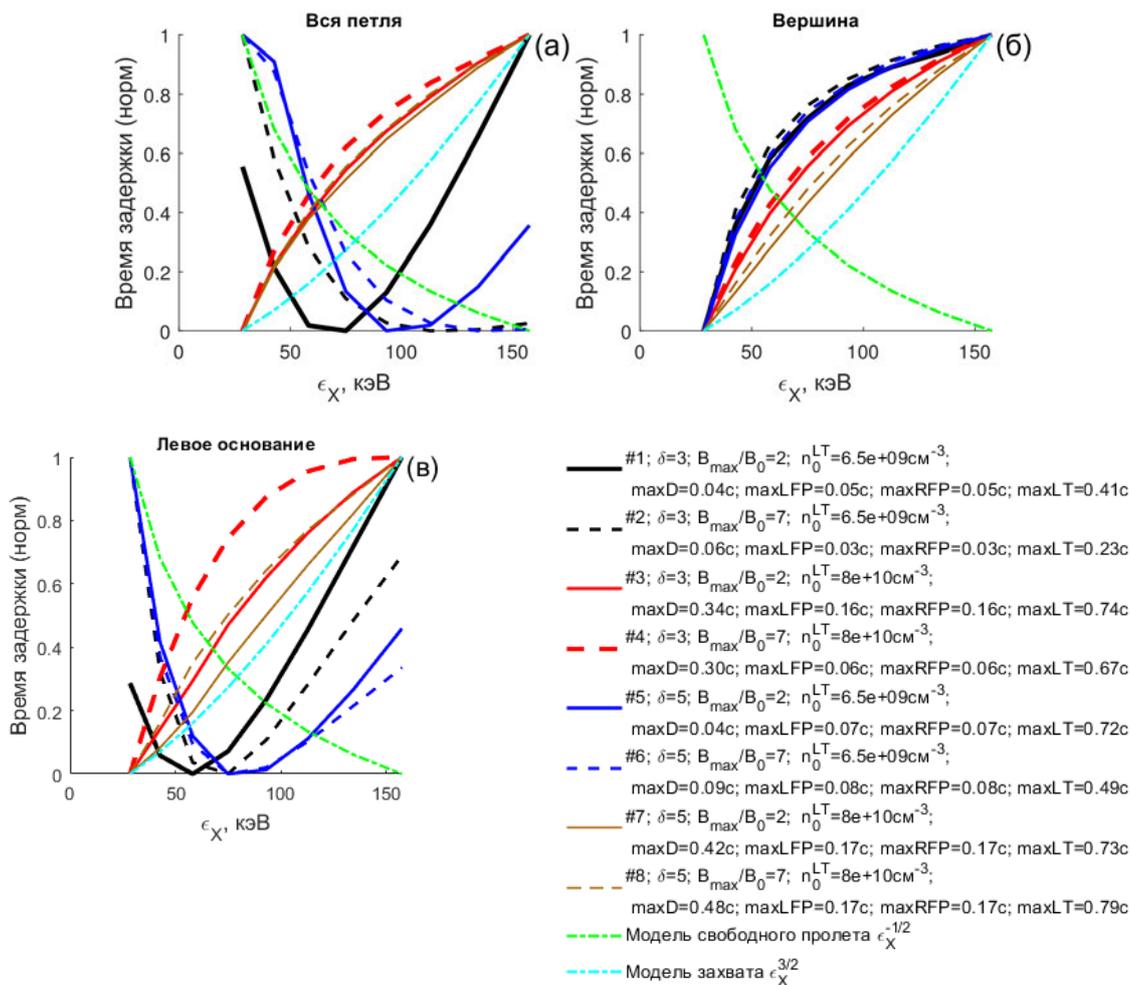
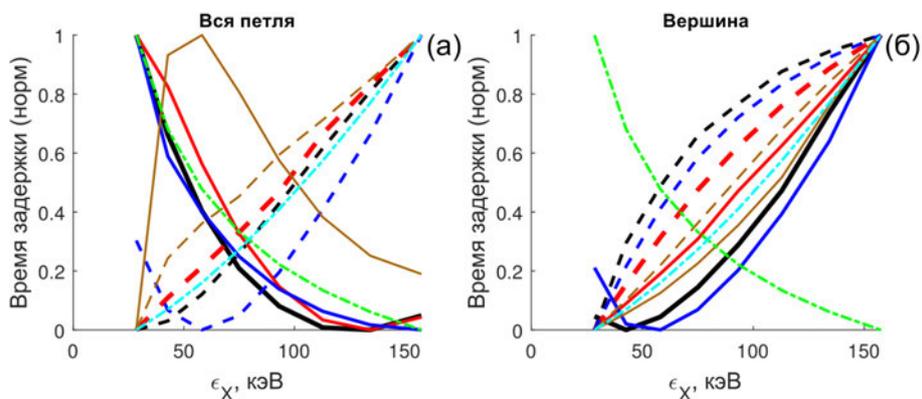


Рисунок 1.40. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Сравниваются между собой модели, помеченные сплошной и штриховой линиями. Справочная информация дана в таблице 5.  $S(\alpha)=1$ ;



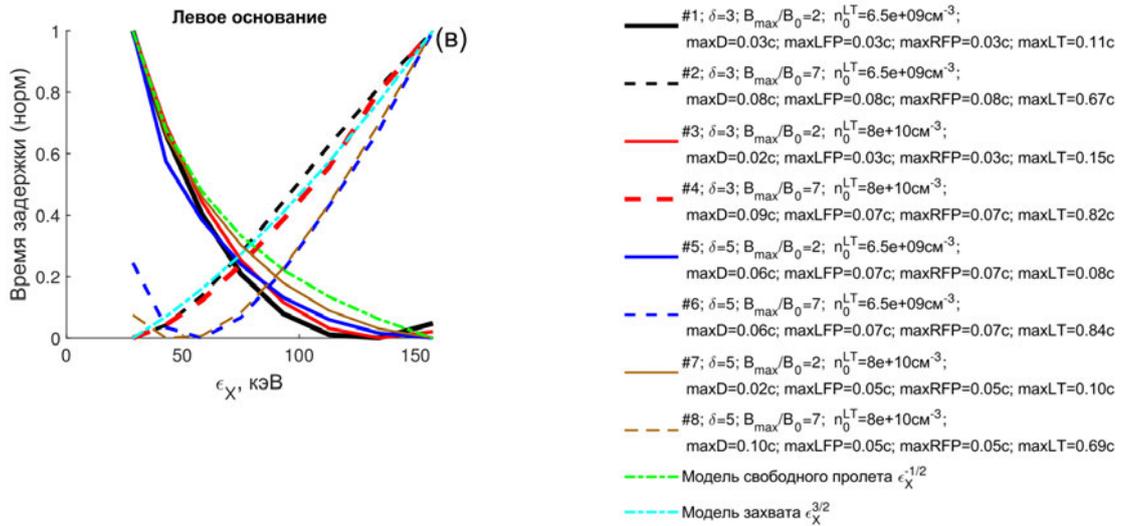


Рисунок 1.41. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Сравниваются между собой модели, помеченные сплошной и штриховой линиями. Справочная информация дана в таблице 5.  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;

## Выводы

Проведенный анализ спектров временных задержек говорит об их чувствительности к таким параметрам источника ускоренных электронов как питч-угловое распределение, спектр, симметричность инжекции. Существенным фактором оказались концентрация плазмы в короне и распределение магнитного поля вдоль пути распространения электронов. Удалось выделить основной характер поведения формы кривых спектров задержек в зависимости от изменения указанных параметров. Обсудим возможности их применения при анализе вспышечных событий. По данным спектрометров с пространственным разрешением (например, RHESSI) не удастся восстановить спектр задержек из локальных источников в силу недостатка потоков из небольших областей для большинства событий. К тому же, низкое временное разрешение (на изображающих спектрометрах) не позволяет достоверно оценить мс задержки. Однако, в случае анализа вспышки с простой структурой источников (например, присутствие одной яркой области), при условии ассоциации этих источников с конкретными частями магнитной структуры (полученной, например, методами экстраполяции магнитного поля по магнитограммам SDO, SOHO), можно использовать данные аппаратов, не разрешающие источники пространственно, но с хорошим временным разрешением [47]. В этом случае метод временных задержек может быть использован как дополнительный инструмент, позволяющий произвести

селекцию моделей распространения электронов в магнитной петле. Например, рассмотрим две модели с набором существенно различных параметров. На рисунке 1.42 дано изображение излучения в диапазоне 28-58 кэВ для изотропных моделей с показателем спектра электронов  $\delta=3$ . При этом в модели на панели (а) отношение  $V_{\max}/V_0=2$  и отсутствуют магнитные флуктуации, в то время как на панели (б) мы видим практически идентичное изображение, но с  $V_{\max}/V_0=7$  и в присутствии сильного рассеяния на магнитных флуктуациях.

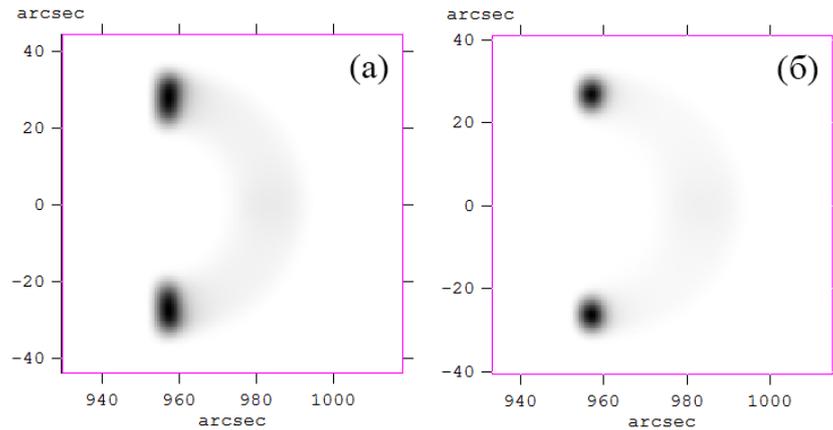
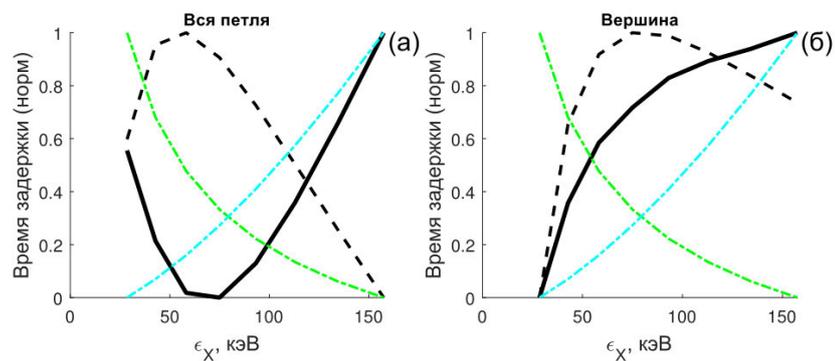


Рисунок 1.42. На панели (а) представлено рентгеновское изображение в диапазоне энергий 28-58 кэВ для модели с изотропным источником, отношение  $V_{\max}/V_0=2$ , спектр электронов  $\delta=3$ , уровень магнитных флуктуаций  $\delta V/V=0$ . На панели (б) рентгеновское изображения для модели с изотропным источником, отношение  $V_{\max}/V_0=7$ , спектр электронов  $\delta=3$ , уровень магнитных флуктуаций  $\delta V/V=5 \cdot 10^{-2}$ . Время соответствует максимуму инжекции.

Однако, данные модели имеют существенно различные спектры временных задержек, как видно на рисунке 1.43.



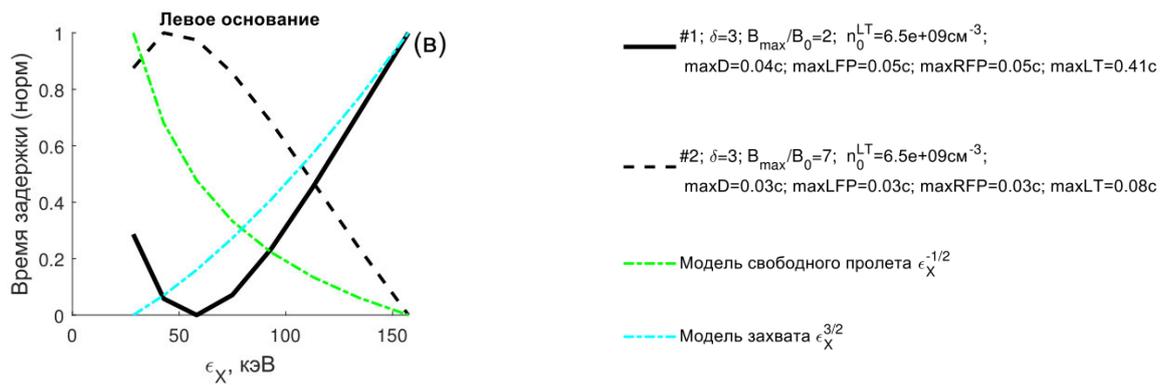


Рисунок 1.43. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основании магнитной петли. Сплошная линия – изотропный источник, отношение  $V_{\max}/V_0=2$ , уровень магнитных флуктуаций  $\delta V/V=0$ . Штриховая линия– изотропный источник, отношение  $V_{\max}/V_0=7$ , уровень магнитных флуктуаций  $\delta V/V=5 \cdot 10^{-2}$ .  $S(\alpha)=1$ .

Таким образом, для определенного класса вспышек метод временных задержек оказывается ценным дополнительным инструментом диагностики ускоренных электронов даже при отсутствии качественных наблюдательных данных одновременно с высоким пространственным и временным разрешением.

Таблица 5. Рассмотренные модели

Влияние концентрации в вершине и в хромосфере (рис.1.32) для изотропного источника $S(\alpha)=1$ , $\delta=3$ , $V_{\max}/V_0=2$	Рисунок 1.33	Увеличение толщи в основании петли с концентрацией $10^{12}-10^{14} \text{cm}^{-3}$ приводит к смене формы спектра интегральных задержек на спадающий. Увеличение концентрации в корональной части петли со значений порядка $\sim 10^9 \text{cm}^{-3}$ до $\geq 10^{10} \text{cm}^{-3}$ наоборот дает растущие спектры задержек.
Влияние концентрации в вершине и в хромосфере (рис.1.32) для анизотропного источника $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ , $\delta=3$ , $V_{\max}/V_0=2$	Рисунок 1.34	Интегральные спектры задержек спадающие вне зависимости от концентрации плазмы в короне и/или хромосфере
Влияние концентрации в вершине для источников $S(\alpha)=1$ и $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ , $\delta=5$ , $V_{\max}/V_0=2$	Рисунок 1.35	При $\delta=5$ или при $V_{\max}/V_0=7$ и $\delta=5$ интегральные спектры задержек при увеличении концентрации в короне

Влияние концентрации в вершине для источников $S(\alpha)=1$ и $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ , $\delta=5$ , $V_{\max}/V_0=7$	Рисунок 1.36	меняются на растущие даже в анизотропном случае, что связано с увеличением вклада излучения из вершины петли при более мягком спектре и высокой концентрацией в корональной части.
Влияние концентрации в вершине для несимметричного источника $S(\alpha) = \exp\left(-\frac{(\alpha-\alpha_1)^2}{\alpha_0^2}\right)$ , $\alpha_1 = 0$ , $\alpha_0 = 36^\circ$ , $\delta=3,7$ , $V_{\max}/V_0=2,7$		
Влияние анизотропии источника электронов, $\delta=3$ , $V_{\max}/V_0=2$ при разной концентрации в корональной части петли	Рисунок 1.37	Происходит смена формы спектров задержек на спадающие или, по крайней мере, на U-образные.  В случае $\delta=5$ , $V_{\max}/V_0=7$ и высокой концентрации в вершине правило перестает действовать.
Влияние анизотропии источника электронов, $\delta=5$ , $V_{\max}/V_0=7$ при разной концентрации в корональной части петли		
Влияние симметричности магнитного поля для источников $S(\alpha)=1$ и $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ , $\delta=3$	Рисунок 1.38	Происходит смена всех растущих спектров на спадающие вне зависимости от концентрации плазмы в короне и анизотропности источника.
Влияние показателя спектра электронов $\delta$ для изотропного источника $S(\alpha)=1$ при $V_{\max}/V_0=2,7$ и разной концентрации в корональной части петли	Рисунок 1.39	Для $S(\alpha)=1$ : смягчение спектра приводит к увеличению спадающей части спектра в модели с малым отношением $V_{\max}/V_0=2$ , неизменности спектра задержек в модели с большим отношением $V_{\max}/V_0=7$ и к отсутствию влияния в случае высокой концентрации плазмы в вершине петли.  Для $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ : показатель энергетического спектра электронов существенного влияния не оказывает вне зависимости от $V_{\max}/V_0$ и концентрации плазмы в вершине
Влияние показателя спектра электронов $\delta$ для анизотропного источника $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ , при $V_{\max}/V_0=2,7$ и разной концентрации в корональной части петли		

Влияние отношения $V_{max}/V_0$ при $\delta=3,5$ , $S(\alpha)=1$ и разной концентрации в корональной части петли	Рисунок 1.40	Увеличение $V_{max}/V_0$ приводит к увеличению спадающей части спектра в модели с жестким и мягким спектрами $\delta=3,5$ и к отсутствию влияния в случае высокой концентрации плазмы в вершине петли вне зависимости от величины $\delta$ .
Влияние отношения $V_{max}/V_0$ при $\delta=3,5$ , $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ и разной концентрации в корональной части петли	Рисунок 1.41	Увеличение $V_{max}/V_0$ приводит к появлению или увеличению растущей части спектра задержек во всех случаях.
Влияние квазипоперечного распределения типа $S(\alpha)=\sin^8(\alpha)$		В основаниях спектры становятся спадающими, в вершине - растущими. Интегральные могут быть комбинацией, т.е. П-образными при малом $V_{max}/V_0$ , либо растущими ввиду существенного вклада вершины.

## 1.9. Влияние длительности инжекции

В предыдущих параграфах были рассмотрены модели с длительностью инжекции  $6s$ . Необходимо уточнить, к каким изменениям приведет более длительная накачка ускоренных электронов в магнитную петлю. Расчетные модели с одно- и многопиковыми временными профилями на временных масштабах 45-120с показали:

- Соотношение яркостей источников рентгеновского излучения в диапазонах энергий 28-58кэВ и 70-135кэВ качественно не меняется. В ряде моделей отмечается рост яркости вершины на 5-15% вследствие накопления высокоэнергичных электронов в магнитной ловушке.
- Показатели энергетических спектров также не претерпевают качественных изменений в фазе пика (отличия не более 0.1 единицы). Сохраняется вся динамика, включая фазу спада.
- Интегральные спектры временных задержек не изменяются в случаях если параметры модели предрасполагают к захвату электронов, либо с высокой

концентрацией фоновой плазмы в вершине, либо в присутствии стационарной турбулентности. В остальных моделях спадающие области спектров временных задержек меняются на растущие.

## 1.10. Выводы к главе 1

Проведенный выше анализ позволяет сделать выводы:

- При квазипоперечном распределении ускоренных электронов типа  $\sin^8(\alpha)$  яркость вершины велика даже при низкой концентрации плазмы. При изотропном распределении вершина яркая только в сочетании с высокой концентрацией плазмы  $n_0^{LT} > 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и сильном градиенте симметричного магнитного поля  $V_{\max}/V_0 \sim 7$ . При анизотропном источнике ускоренных электронов типа  $\cos^6(\alpha)$  вершина окажется яркой в сравнении с основаниями только при экстремальных значениях  $n_0^{LT} > 10^{11-12} \text{ см}^{-3}$  и симметричном магнитном поле. Влияние  $V_{\max}/V_0$  и концентрации плазмы в вершине нивелируется при нарушении симметрии магнитного поля.
- Возрастание потока энергии электронов способствует усилению вышеприведенных эффектов до  $\sim 35-50\%$ , способствующих появлению источника в вершине, в связи с увеличением индукционного электрического поля (только в случае мягких спектров электронов с  $\delta \geq 5$ , концентрации плазмы в короне  $< 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ). Характерное значение потока энергии электронов при котором данный эффект не значителен составляет  $F_{el} \leq 10^{11} \text{ эрг / см}^2 \text{ с}$ .
- Рост электрического поля при  $F_{el} > 10^{11} \text{ эрг / см}^2 \text{ с}$  приводит к более жесткому спектру во всех частях петли в среднем на 0.25 единицы (для моделей с мягким спектром  $\delta \geq 5$ ).
- Учет частичной ионизации в хромосфере приводит к усилению излучения в диапазоне энергий 29-135 кэВ в основаниях петли в 1.6-2 раза в зависимости от профиля концентрации. Вывод справедлив для изотропных и анизотропных источников электронов для спектров электронов с  $\delta < 5$  и малых значений  $V_{\max}/V_0$ . В случае мягкого спектра ( $\delta \geq 5$ ) и отношений  $V_{\max}/V_0 > 2$  увеличение интенсивности излучения в основаниях петли не превышает значений 1.3-1.5 для изотропных и анизотропных источников. Причем эффект более выражен в диапазоне энергий 75-134 кэВ.

- Распределение степени поляризации излучения не претерпевает качественных изменений при различных зависимостях концентрации и ионизации плазмы в основаниях магнитной петли.
- Интегральный показатель энергетического спектра излучения в диапазоне 29-58кэВ при смене распределения электронов на анизотропное или асимметричное становится более жестким на 0.1-0.3 единицы (только в случае мягкого спектра электронов и/или высоких значений  $V_{\max}/V_0$ ). Источник в вершине становится мягче на 0.5-2 единицы.
- Увеличение  $V_{\max}/V_0$  приводит к смягчению интегрального спектра излучения на 0.1-0.3 единицы в результате усиления роли источника в вершине (в анизотропных случаях эффект противоположный). При бóльшей концентрации в короне влияние  $V_{\max}/V_0$  слабеет.
- Спектр в основаниях петли не чувствителен к питч-угловому распределению электронов в инжекторе.
- При увеличении концентрации в вершине петли увеличиваются потери энергии низкоэнергичными электронами и спектр становится жестче на  $\sim 0.4$  единицы (в анизотропных моделях эффект незначительный).
- Степень поляризации излучения в изотропных моделях в вершине петли может достигать значений 16-26% в диапазоне энергий 29-135кэВ и минус 26-35% в случае анизотропного источника электронов. Увеличение концентрации плазмы в короне или отношения  $V_{\max}/V_0$ , эффекты, связанные с обратным током, уменьшают степень поляризации на 5-12%.
- Асимметричность магнитной петли или источника электронов приводит к появлению области смены знака поляризации.
- Энергетический спектр электронов в момент их инжекции не оказывает существенного влияния на степень поляризации в диапазоне энергий 29-135кэВ.
- Согласно расчетам для магнитных конфигураций, близких к симметричным, спадающие интегральные спектры временных задержек более вероятно наблюдаются при: невысокой концентрации плазмы в корональной части петли  $n < 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , и/или при толще в основании петли с концентрацией  $10^{12}-10^{14} \text{ см}^{-3} \geq 2.5 \text{ Мм}$ , при анизотропии источника ускоренных электронов с долей электронов вне конуса потерь менее 0.05 в сочетании с низкой концентрацией в вершине и жестким спектром электронов.

- При несимметричном магнитном поле происходит смена всех растущих спектров на спадающие вне зависимости от концентрации плазмы в короне и анизотропности источника.
- Интегральные спектры временных задержек слабо «чувствительны» к наклону энергетического спектра электронов и к асимметрии инжекции.
- Рост отношения  $V_{\max}/V_0$  приводит к увеличению спадающей части спектра при изотропном источнике, и к увеличению растущей части спектра в анизотропных моделях.
- Несмотря на то, что поведение спектров временных задержек в зависимости от параметров источника электронов, плазмы и магнитного поля весьма сложно, на конкретном примере показана важность их анализа в целях использования как дополнительного метода диагностики условий во вспышечной области.

## Глава 2. Диффузия электронов в турбулентной плазме вспышечных петель

### 2.1. Введение

Многие проявления вспышечных событий, такие как поперечная диффузия электронов [34, 99], длительное остывание пост-вспышечных петель [31], жесткие рентгеновские источники (12-150кэВ) в вершине магнитных петель [84, 87, 102, 118, 142, 167, 169] не находят объяснения в рамках упрощенных моделей распространения электронов, не учитывающих возможную генерацию различных мод турбулентности в магнитной петле. Турбулентность может существенно повлиять на тепло- и электропроводимость плазмы, а следовательно и на эффекты, связанные с обратным током [28, 33, 180, 181]. Дополнительные рассеивающие механизмы в петле существенно меняют времена удержания заряженных частиц в магнитной ловушке, что непосредственно влияет на энергетический спектр, локализацию, временные задержки рентгеновского и гамма-излучения ионов и электронов [30]. Локализация и вертикальная протяженность рентгеновских источников в основаниях петель, не совпадающие с предсказаниями модели толстой мишени, свидетельствуют в пользу необходимости учета, как магнитного отражения, так и дополнительных механизмов рассеивания высокоэнергичных частиц [29]. Процессы, рассеивающие энергичные электроны ( $>100\text{кэВ}$ ), активно привлекаются при интерпретации гиротронного излучения «холодных» вспышек с задержкой нагрева [59] или, например, в работе [58] при моделировании рентгеновского и радио излучения во вспышке 12 апреля 2002 года авторами сделано предположение об удержании частиц турбулентными «зеркалами», объясняющее разделение областей максимума функции распределения электронов и минимума магнитного поля. Также известно, что в системе пучок-плазма возможна генерация плазменных волн (например, ионно-звуковая, ленгмюровская турбулентность, вистлеры), которые впоследствии приводят к трансформации угловых, спектральных и пространственных характеристик ускоренных электронов и, следовательно, к изменению радио и рентгеновского излучений [3, 4, 122, 127, 149, 164, 168, 15, 75, 77, 78, 80, 93, 101, 119].

В тоже время МГД-турбулентность и МГД-волны, ассоциируемые с токовыми слоями или с выбросом плазмы во время магнитного пересоединения [108, 109, 162],

являются составной частью многих моделей ускорения. Расчеты по стохастическому ускорению убедительно доказали эффективность ускорения (предварительно ускоренных до определенных значений) ионов и электронов до релятивистских энергий [32, 45, 76, 126, 129, 142].

Изложенное показывает, что учет влияния различных мод турбулентности критически важен как при моделировании переноса ускоренных частиц во вспышечной петле, так и при интерпретации наблюдательных данных.

## 2.2. Рассеяние электронов на магнитных флуктуациях

Величину характерной продольной длины корреляции  $\lambda_B$  и величину уровня флуктуаций  $\delta B/B$  можно оценить, например, из наблюдений зебра-структуры [185] во время или после вспышки в модели, согласно которой радио излучение в континууме, генерируемое плазменными механизмами, модулируется МГД-волнами [88, 89, 175] с характерными скоростями  $10^7$  см/с порядка альвеновских для солнечной короны в активной области и длинами волн  $(0.1-4) \cdot 10^8$  см. Источником флуктуаций магнитного поля могут быть процессы релаксации в токовых слоях [81]. Характерная длина пробега ускоренных электронов, связанная как с рассеянием на магнитных флуктуациях, так и

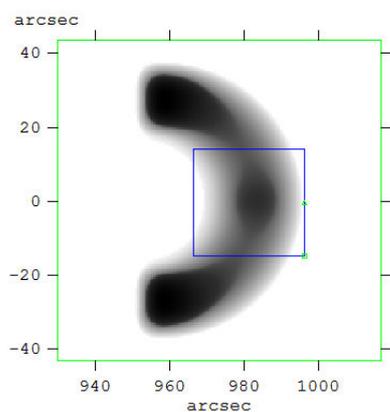
ионах окружающей плазмы, может быть вычислена по формуле  $\lambda = \frac{3v}{8} \int_{-1}^1 \frac{(1-\mu^2)^2}{D_{\mu\mu}^T + D_{\mu\mu}^C} d\mu$

[95], где  $D_{\mu\mu}^C$  – кулоновский диффузионный коэффициент. Длина пробега, связанная с кулоновскими взаимодействиями, для электронов с энергией 30 кэВ в вершине петли составляет  $\lambda^C \sim 10^{10}$  см, что на порядок превышает длину пробега, связанную с турбулентным рассеянием  $\lambda^T \sim 10^9$  см при  $\lambda_B = 10^7$  см и  $\delta B/B = 5 \cdot 10^{-2}$ . В основании петли  $\lambda^C$  на три-пять порядков меньше  $\lambda^T$ , что обеспечивает полное доминирование процесса кулоновской диффузии в соответствующих частях петли. В промежуточных областях петли между вершиной и основаниями, в которых концентрация окружающей плазмы  $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , пробеги  $\lambda^T \sim \lambda^C$  соизмеримы.

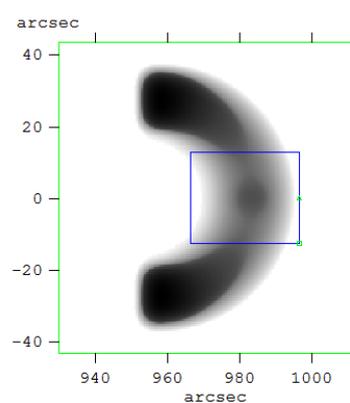
### 2.2.1. Случай изотропного распределения электронов

Рассмотрим рассеяние ускоренных электронов на однородно распределенных вдоль петли магнитных флуктуациях с параметрами  $\delta B/B = 5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\lambda_B = 10^7$  см для случая **изотропного распределения** электронов  $S(\alpha) = 1$ . Инжекция ускоренных электронов происходит в верхней части петли. Временной профиль в момент инжекции

представляет собой отдельный импульс в форме гауссиана с характерной шириной импульса 1.4с. Концентрация плазмы в корональной части петли  $n_0^{LT}=6.5 \cdot 10^9 \text{см}^{-3}$ , магнитное отношение  $V_{\text{max}}/V_0=2$ . Пространственное распределение ЖР излучения с энергиями 29-58 кэВ и 70-135 кэВ для модели с изотропным в момент инжекции источником электронов при отсутствии магнитных неоднородностей  $\delta B/B=0$  представлено на рисунке 2.1а,в и с учетом магнитных флуктуаций с параметрами  $\delta B/B=5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\lambda_B=10^7 \text{см}$  (2.1б,г). При отсутствии магнитных флуктуаций (панели слева) распределение яркости ЖР излучения обнаруживает три источника – один в вершине и два более ярких в основаниях петли. Подобное распределение яркости ЖР излучения связано с накоплением в вершине электронов с питч-углами близкими к  $90^\circ$  в результате ухода в конус потерь электронов с малыми питч-углами, кулоновского рассеяния электронов и приходом отраженных электронов. Эффективность кулоновского рассеяния электронов с ростом энергии уменьшается. Поэтому яркость ЖР излучения с энергиями 70-135 кэВ в вершине значительно меньше по сравнению с яркостью оснований (панель 2.1в). При учете рассеяния ускоренных электронов на магнитных флуктуациях, ЖР источник в вершине петли становится существенно менее ярким по отношению к излучению из оснований, в сравнении с аналогичным отношением в модели без магнитных флуктуаций (2.1б,г).



а)  
 $\epsilon_X=29-58 \text{кэВ}$   
 $\delta B/B=0$   
 $\text{Flux}^{LT} \sim 105$   
 $\text{Flux}^{FP} \sim 175$



б)  
 $\epsilon_X=29-58 \text{кэВ}$   
 $\delta B/B=5 \cdot 10^{-2}$   
 $\text{Flux}^{LT} \sim 65$   
 $\text{Flux}^{FP} \sim 276$

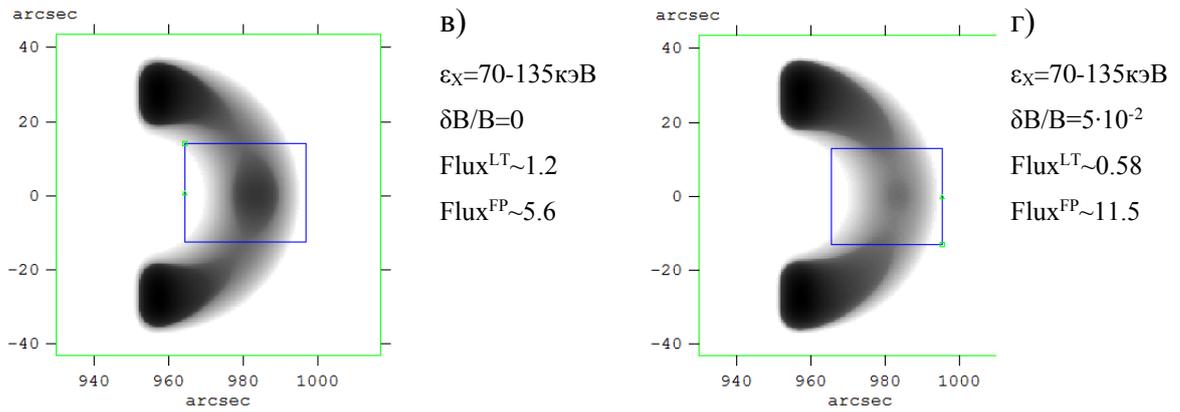
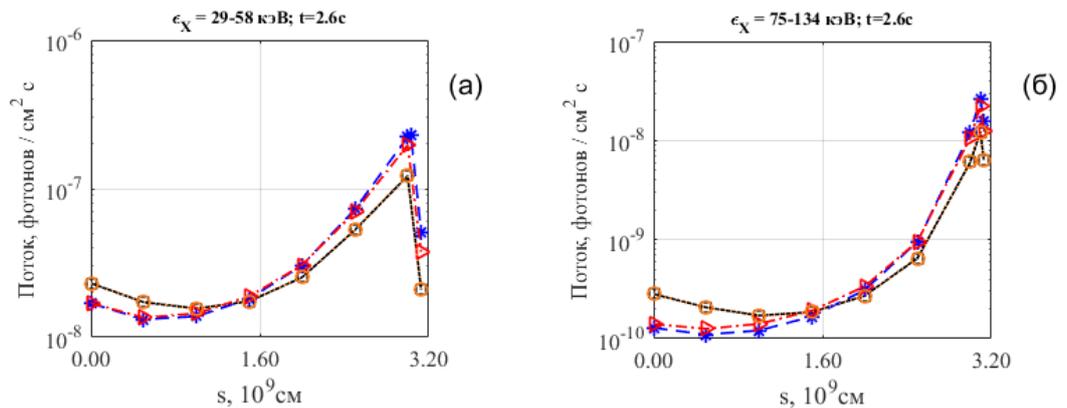


Рисунок 2.1. Распределение ЖРИ в момент максимума инъекции электронов вдоль магнитной петли в двух энергетических диапазонах ( $\epsilon_x=29-58$ кэВ – верхние панели,  $\epsilon_x=70-135$ кэВ – нижние панели) для модели инъекции с изотропным источником электронов: а,в - без учета турбулентности, б,г - с учетом рассеяния на магнитных неоднородностях с параметром  $\delta B/B=5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\lambda_B=10^7$ см. Магнитная петля расположена на лимбе Солнца. Для повышения контраста изображения использован метод Histogram equalization.  $\text{Flux}^{\text{LT}}$  – поток излучения из вершины петли [ $\text{ф}/\text{см}^2\text{с}$ ], помеченной синим боксом.  $\text{Flux}^{\text{FP}}$  - поток излучения из основания петли [ $\text{ф}/\text{см}^2\text{с}$ ]. Угол наблюдения  $90^\circ$ .

Кроме варианта с однородно распределенными флуктуациями рассмотрим варианты локализации магнитных флуктуаций в области вершины с характерным масштабом  $s_0^{\text{turb}}=1\text{e}+9$  см и в области оснований петли с  $s_0^{\text{turb}}=0.4\text{e}+9$  см. Результаты расчетов представлены на рисунке 2.2 для распределений, проинтегрированных по сечению петли.



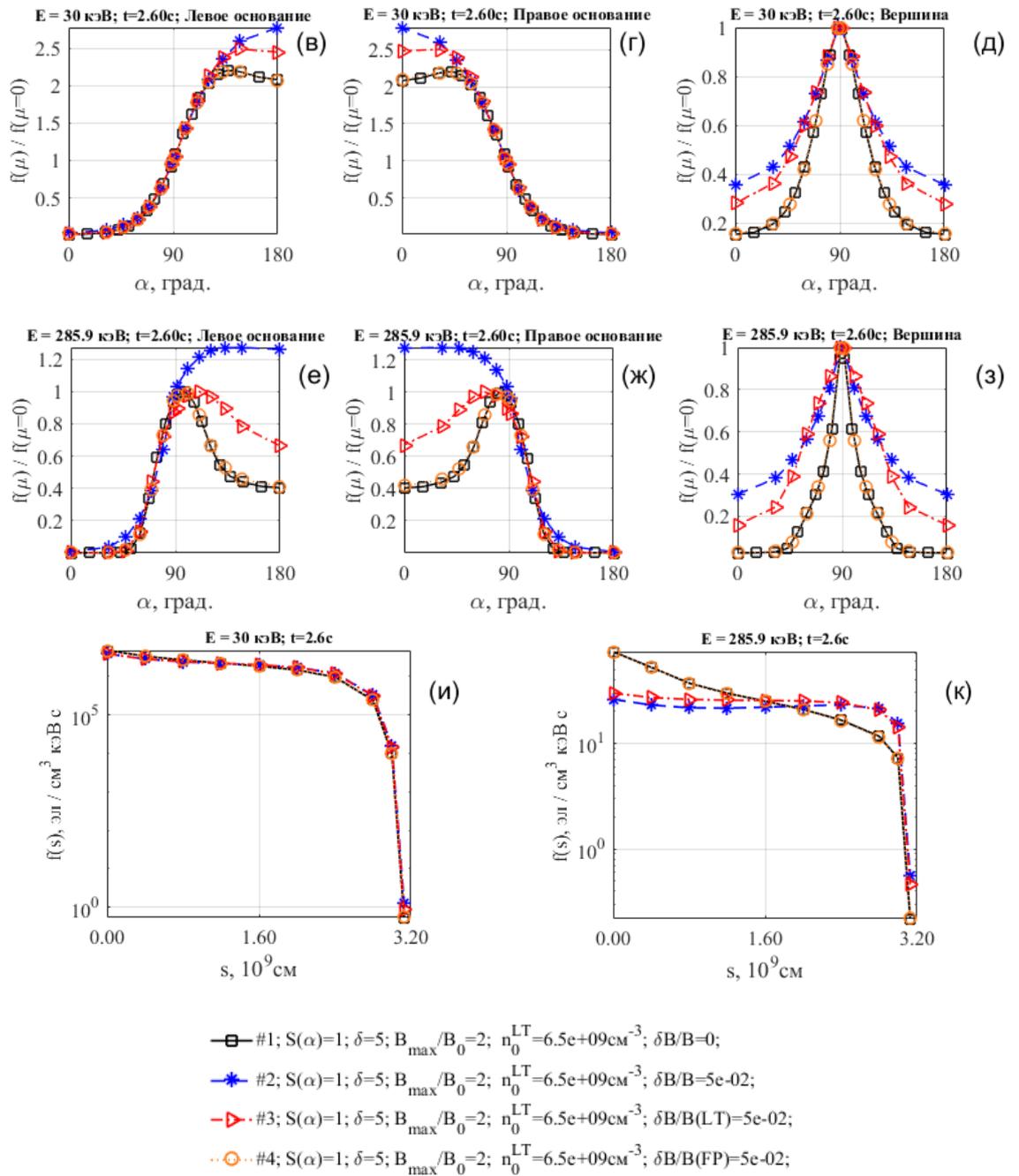


Рисунок 2.2. На панелях а,б представлено проинтегрированное по сечению петли распределение ЖРИ в диапазонах энергий  $\epsilon_x=29-58$  кэВ,  $\epsilon_x=70-135$  кэВ. Кривая #1- магнитные флуктуации отсутствуют, кривая #2- магнитные флуктуации однородно распределены вдоль петли, кривая #3 - магнитные флуктуации локализованы в вершине петли, кривая #4 - магнитные флуктуации локализованы в основаниях петли. На панелях в-з изображена угловая зависимость дифференциальной по энергии функции распределения электронов, проинтегрированной по широкой области петли в ее основании  $s = (\pm 2 - \pm 3.128) \cdot 10^9 \text{ см}$  (панели в,г,е,ж) и в вершине  $s = (-1.5 - 1.5) \cdot 10^9 \text{ см}$  (панели д,з). Функция распределения электронов нормирована на значение, соответствующее питч-углу  $\alpha = 90^\circ$ . На панелях и,к изображены функции распределения электронов вдоль петли для значений энергии электронов  $E = 30$  кэВ,  $E = 286$  кэВ (проинтегрированы по питч-углам). Источник электронов изотропный  $S(\alpha)=1$ ,  $\delta=5$ . Рисунок соответствует времени максимума инжекции.

Из рисунка 2.2а,б следует, что учет однородно распределенных, а также локализованных в вершине магнитных флуктуаций с  $\delta V/V=5 \cdot 10^{-2}$  приводит к усилению яркости оснований примерно в 1.6 раза для ЖР излучения в диапазоне энергий 29-58 кэВ и в 2 раза в диапазоне 70–135кэВ (см. кривые #2,3 в сравнении с кривой #1) в случае  $\delta=5$ . Интегральные потоки из областей приведены на рисунке 2.1. При более жестком спектре электронов в источнике с  $\delta=3$  эффект усиливается до 2.2 и до 2.4 раз соответственно, что связано с усилением рассеяния электронов на магнитных флуктуациях при росте энергии последних. Зависимость усиления яркости ЖР излучения из оснований от концентрации плазмы слабая – эффект ослабевает на ~20% при  $n_0^{LT}=8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Отличная ситуация с распределением ЖР излучения в вершине петли. В моделях с локализованными в вершине или во всей петле магнитными флуктуациями интенсивность ЖР излучения, независимо от энергии, ниже (кривые #2,3 на панелях 2.2а,б), чем в модели только с кулоновским рассеянием (кривые #1). Подобные распределения связаны с уходом электронов из области вершины в результате более эффективного рассеяния (кривые #2,3 на панелях 2.2д,з). В промежуточной между вершиной и основанием области петли и в основаниях (кривые #2,3 на панелях 2.2и,к) происходит увеличение числа захваченных электронов (с ростом энергии эффект увеличивается (панель 2.2к), вызванное оттоком электронов из вершины и их последующим захватом в промежуточной области. Причем, ввиду совпадения кривых #2,3 на панели 2.2к вблизи оснований, захват в данной области обеспечивается уже не рассеянием на магнитных неоднородностях или ионах плазмы, а тем фактом, что большинство ушедших из вершины электронов, тем не менее, имеют питч-углы, близкие к  $90^\circ$ , то есть вне конуса потерь. Бóльшее число электронов в области между вершиной и основанием петли в момент времени максимума инжекции приводит к тому, что электронов в данный момент времени оказывается больше и в областях с высокой концентрацией фоновой плазмы – в хромосфере, что в свою очередь приводит к увеличению яркости ЖРИ в основаниях петли. Локализация магнитных флуктуаций в области оснований (кривая #4, 2.2а,б) не приводит к существенным изменениям в распределении яркости ЖР излучения, поскольку в области оснований концентрация плазмы на 2-5 порядков превышает концентрацию в корональной части петли и определяющими являются кулоновские столкновения. Соответствующие вышеприведенным моделям длины пробега электрона при соударениях с ионами плазмы и с учетом рассеяния на магнитных флуктуациях приведены на рисунках 2.3-2.4

для энергий 30кэВ и 285.86кэВ соответственно. Кривые №2,4 соответствуют длинам только при кулоновских соударениях для моделей с однородно распределенной турбулентностью при  $\delta V/V=5 \cdot 10^{-2}$  и локализованной в вершине петли  $\delta V/V(LT)=5 \cdot 10^{-2}$ . Кривые №3,5 аналогично №2,4 только с учетом рассеяния электронов на магнитных флуктуациях. Область, в которой доминируют магнитные флуктуации, затрагивает верхние слои хромосферы при энергии электрона  $>200$ кэВ, как видно по области пересечения кривых №3 и №2 на обоих графиках, в модели с однородно распределенными флуктуациями вдоль петли. В модели с локализованными флуктуациями в вершине, область с малыми длинами пробега, в сравнении с кулоновскими, шире для электронов бóльших энергий (кривые №5). При этом длина пробега 285кэВного электрона оказывается всего в  $\sim 3$  раза больше 30кэВного.

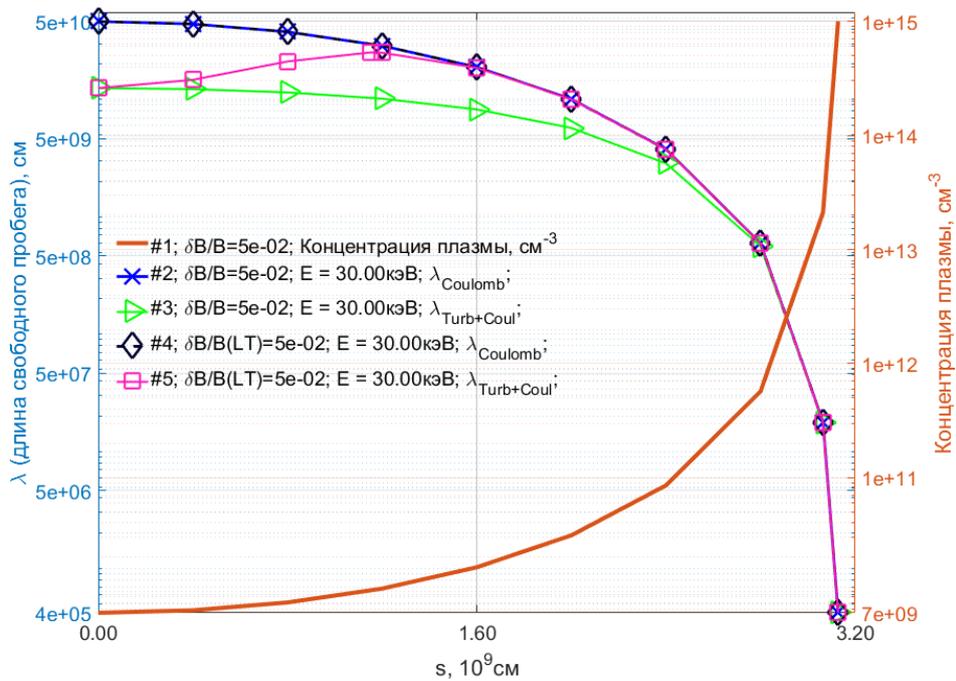


Рисунок 2.3. Длины свободного пробега электронов с энергией 30кэВ в зависимости от координаты вдоль петли при только кулоновских соударениях с ионами  $\lambda_{Coulomb}$  и кулоновских с учетом рассеяния на магнитных флуктуациях  $\lambda_{Turb+Coul}$ . Отображена половина магнитной петли.

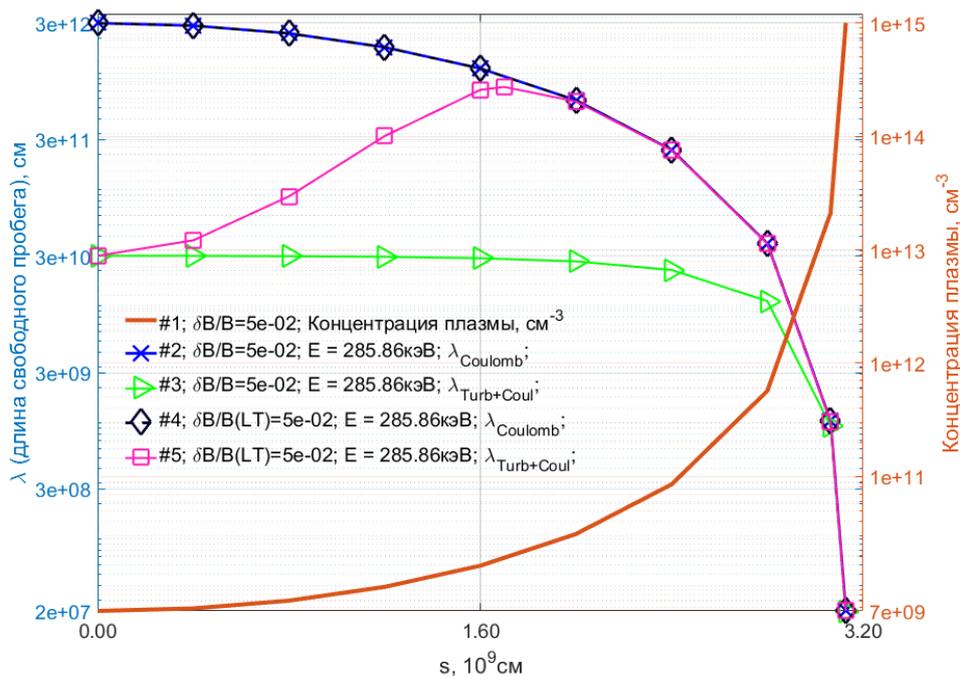


Рисунок 2.4. То же, что и для Рисунок 2.3, но для энергии 285.86кэВ.

Покажем также зависимость величины диффузионного коэффициента от скорости электрона и корреляционной длины магнитных флуктуаций. На рисунке 2.5 представлены три поверхности для  $\mu=0.01$  (нижняя поверхность),  $\mu=0.9$  (средняя) и  $\mu=0.5$  (верхняя) в зависимости от корреляционной длины  $\lambda_B$  и скорости электрона  $v$ . В представленных в данной работе моделях  $\lambda_B=10^7$  см. Для данной величины  $\lambda_B$  зависимость диффузионного коэффициента от скорости электрона для тех же трех значений  $\mu$  дано на рисунке 2.6. Как видно на данных рисунках, значение  $D_{\mu}^T$  увеличивается в несколько раз с ростом энергии электрона.

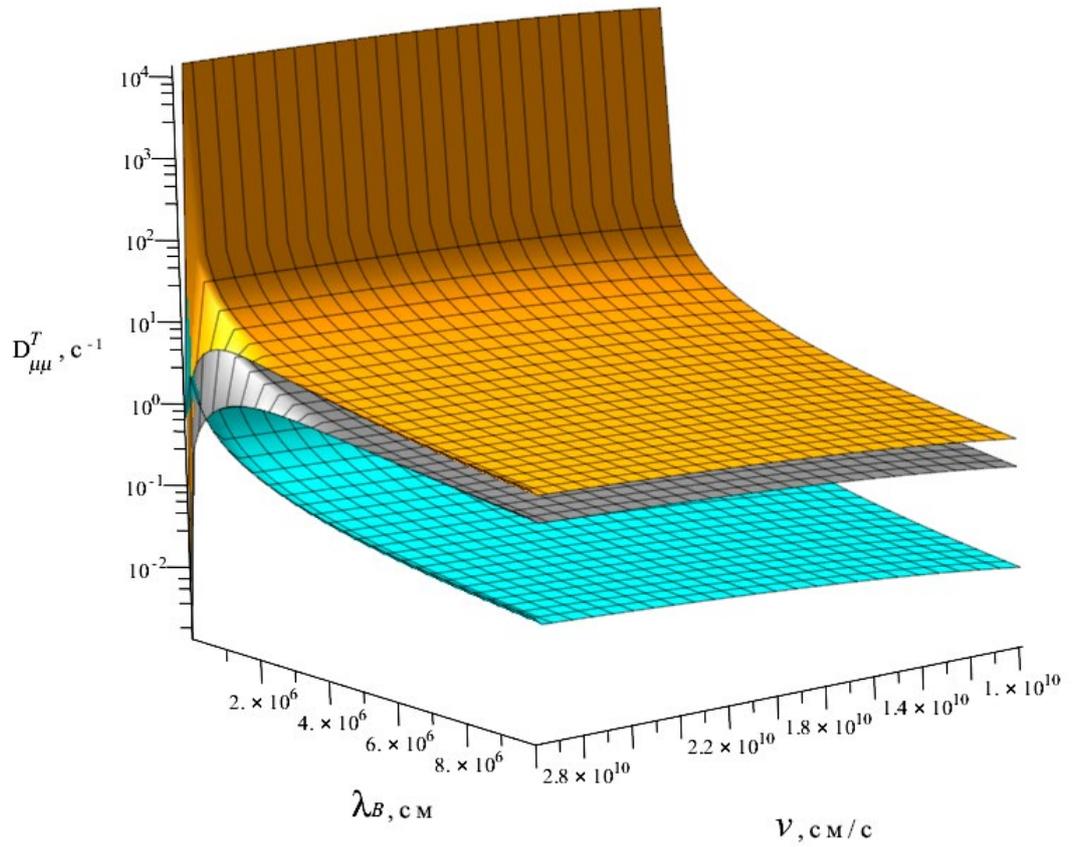


Рисунок 2.5. Зависимость величины диффузионного коэффициента от скорости электрона и корреляционной длины магнитных флуктуаций для  $\mu=0.01$  (нижняя поверхность),  $\mu=0.9$  (средняя) и  $\mu=0.5$  (верхняя).

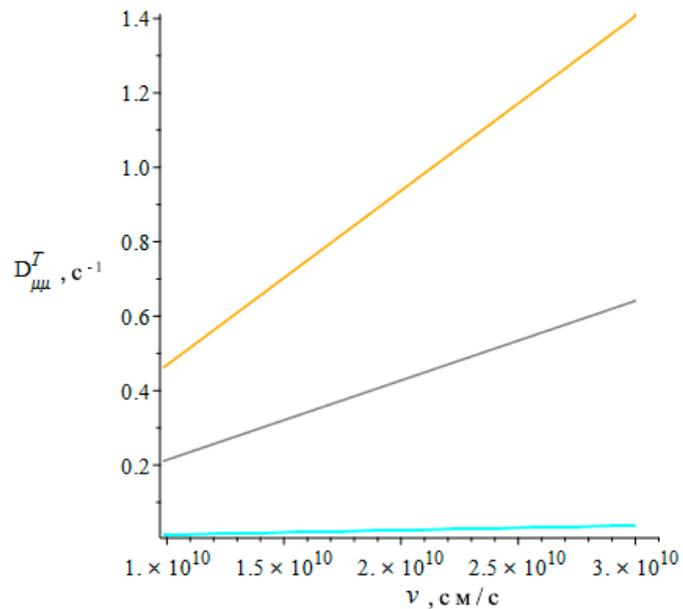


Рисунок 2.6. Зависимость величины диффузионного коэффициента от скорости электрона при  $\lambda_B=10^7$  см для  $\mu=0.01$  (нижняя кривая),  $\mu=0.9$  (средняя) и  $\mu=0.5$  (верхняя).

### 2.2.2. Случай анизотропного распределения электронов

Рассмотрим случаи анизотропного по питч-углам распределения электронов  $S(\alpha)=\cos^2(\alpha)$  и  $S(\alpha)=\exp(-(\alpha-\alpha_1)^2/\alpha_0^2)$ ,  $\alpha_1=0^\circ$ ,  $\alpha_0=36^\circ$ .

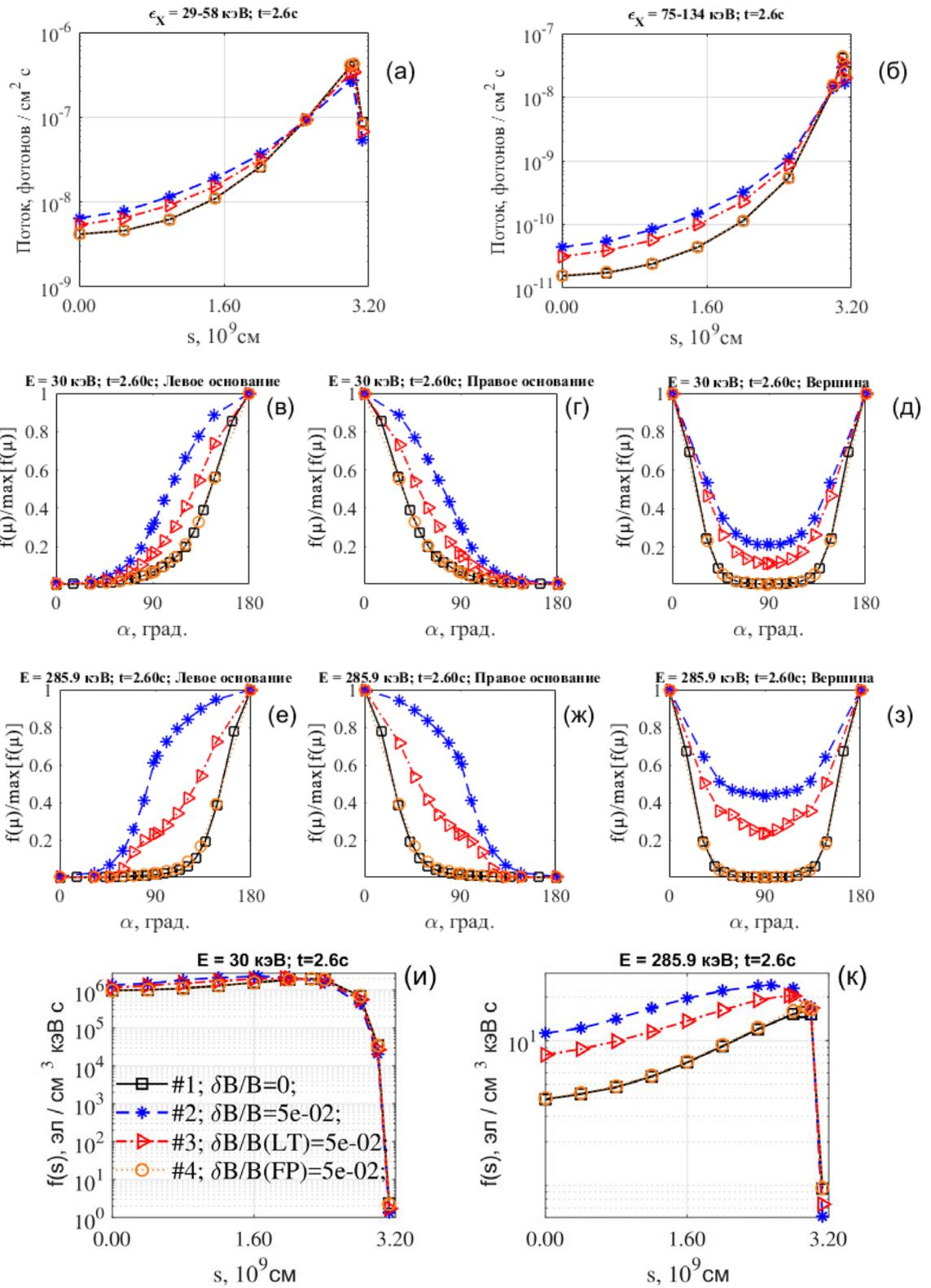


Рисунок 2.7. То же, что на рисунке 2.2, но для случая анизотропной инжекции электронов -  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ . Распределения по питч-углам нормированы на максимум.  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $\delta=5$ ;  $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

На рисунке 2.7 изображены аналогичные распределения, что и на рисунке 2.2, но для анизотропного распределения в момент инжекции  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ . Подобное угловое распределение предполагает процесс ускорения электронов, симметричный относительно магнитного поля и наличие выделенного направления, связанного, скорее всего, с вектором электрического поля. Изотропизация электронов (кривые №2,3 на панелях 2.7в-з) и, как следствие, их существенное накопление в корональной части петли (панели 2.7и,к) в анизотропном случае приводит к увеличению яркости практически вдоль всей петли в  $\sim 2-3$  раза при однородном распределении магнитной турбулентности и при ее локализации в вершине и ослаблению яркости в основаниях на  $\sim 30\%$  в отличие от изотропного случая (кривые №1,2 и 3 на панели 2.7а,б). Локализация магнитной турбулентности в области оснований, как и в изотропном случае, не оказывает существенного влияния на распределение ЖРИ (кривая №4 на панелях 2.7а,б).

На рисунке 2.8 изображены аналогичные рисункам 2.2, 2.7 кривые для асимметричного источника с угловой функцией инжекции  $S_2(\alpha)=\exp(-(\alpha-\alpha_1)^2/\alpha_0^2)$ ,  $\alpha_1=0^\circ$ ,  $\alpha_0=36^\circ$ , что соответствует инжекции в направлении «правого» основания (положительные значения координаты  $s$ ). На панелях 2.8а,б видно, что наличие турбулентности во всей петле или в вершине приводит к существенному усилению яркости ЖРИ в корональной части петли и основании, противоположном направлению инжекции (кривые №2,3). Наличие турбулентности в основаниях (кривая №4), как и в предыдущих случаях, не оказывает существенное влияние.

С точки зрения наблюдений, усиление интенсивности рентгеновского излучения в корональной части петли в 3 раза в анизотропных моделях или усиление в «левой» полупетле в асимметричных моделях, можно считать несущественным на фоне значительно более ярких оснований. Однако, рост числа высокоэнергичных электронов приблизительно в два раза в области между вершиной и основанием в случае  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  или на  $\sim 20-30\%$  в асимметричных моделях, существенно увеличит поток радиоизлучения (панель 2.7к).

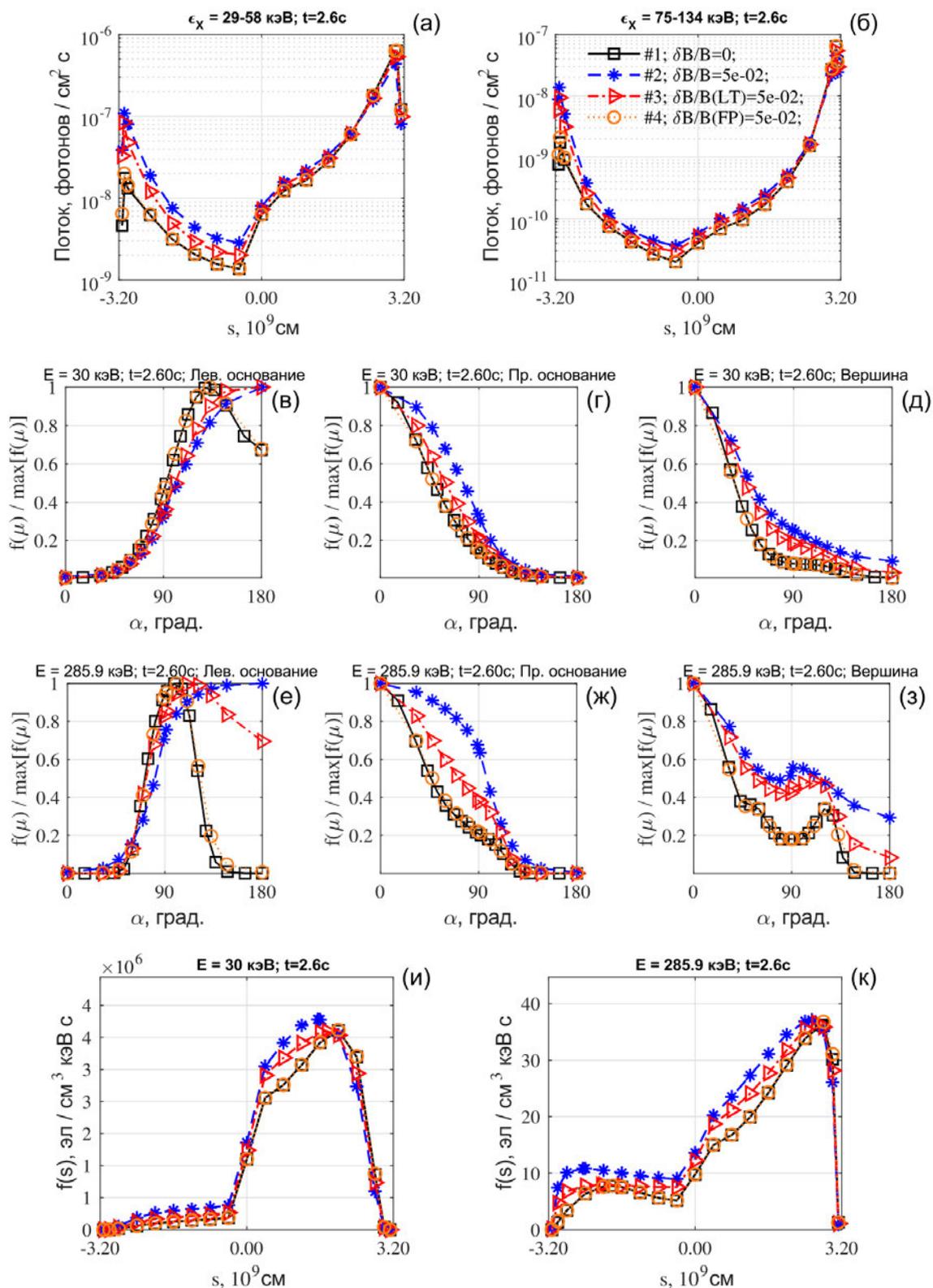


Рисунок 2.8. То же, что на рисунке 2.2, но для случая асимметричной инжекции электронов -  $S_2(\alpha) = \exp(-(\alpha - \alpha_1)^2 / \alpha_0^2)$ ,  $\alpha_1 = 0^\circ$ ,  $\alpha_0 = 36^\circ$ .  $B_{\max}/B_0 = 2$ ;  $\delta = 5$ ;  $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

Рассмотрим важный, с точки зрения наблюдений, случай асимметричного распределения магнитного поля в выделенной магнитной петле (рисунок 2.9). Параметры источника ускоренных электронов совпадают с приведенными на рисунке

2.2, но для  $\delta=3$  (при более жестком спектре влияние магнитных флуктуаций «должно» быть более выраженным). Как видно на панелях а,б, распределение рентгеновского излучения не претерпевает существенных изменений при наличии широкого конуса потерь в одном из оснований и эффект от магнитных флуктуаций существенно снижается как в рентгеновской области так и в радио (см. распределения электронов с энергией 1МэВ на панели 2.10к').

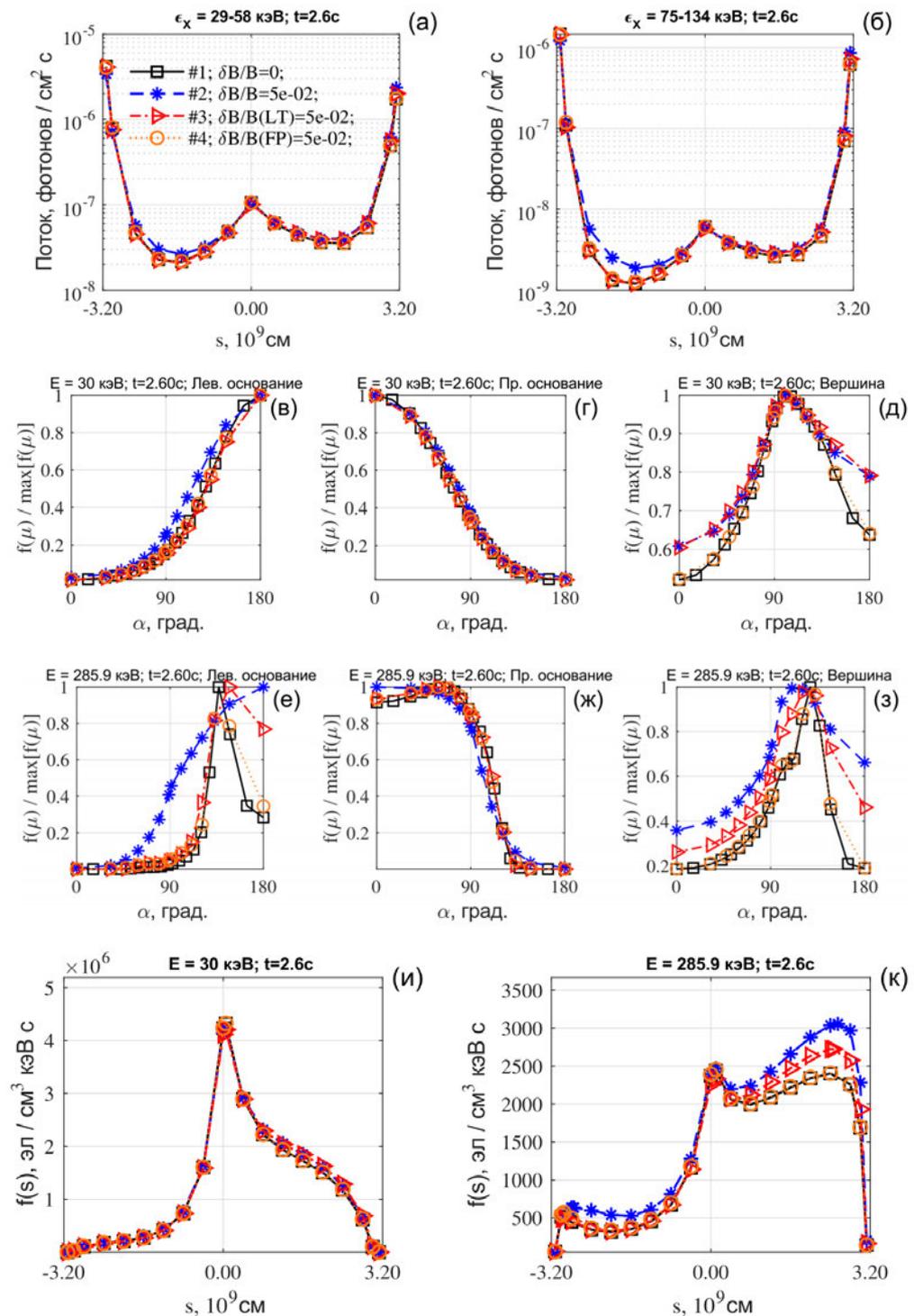


Рисунок 2.9. То же, что на рисунке 2.2, но для случая асимметричного распределения магнитного поля представленного на рисунке 1.2б (красная кривая).  $S(\alpha)=1$ .  $V_{\max}/V_0=7$  в «правом» основании и  $V_{\max}/V_0=1.6$  в «левом» основании;  $\delta=3$ ;  $n_0^{LT} = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

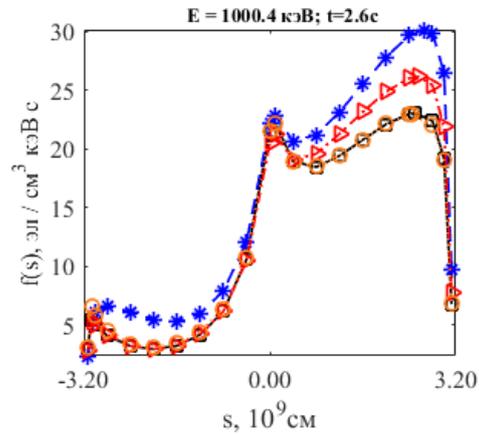
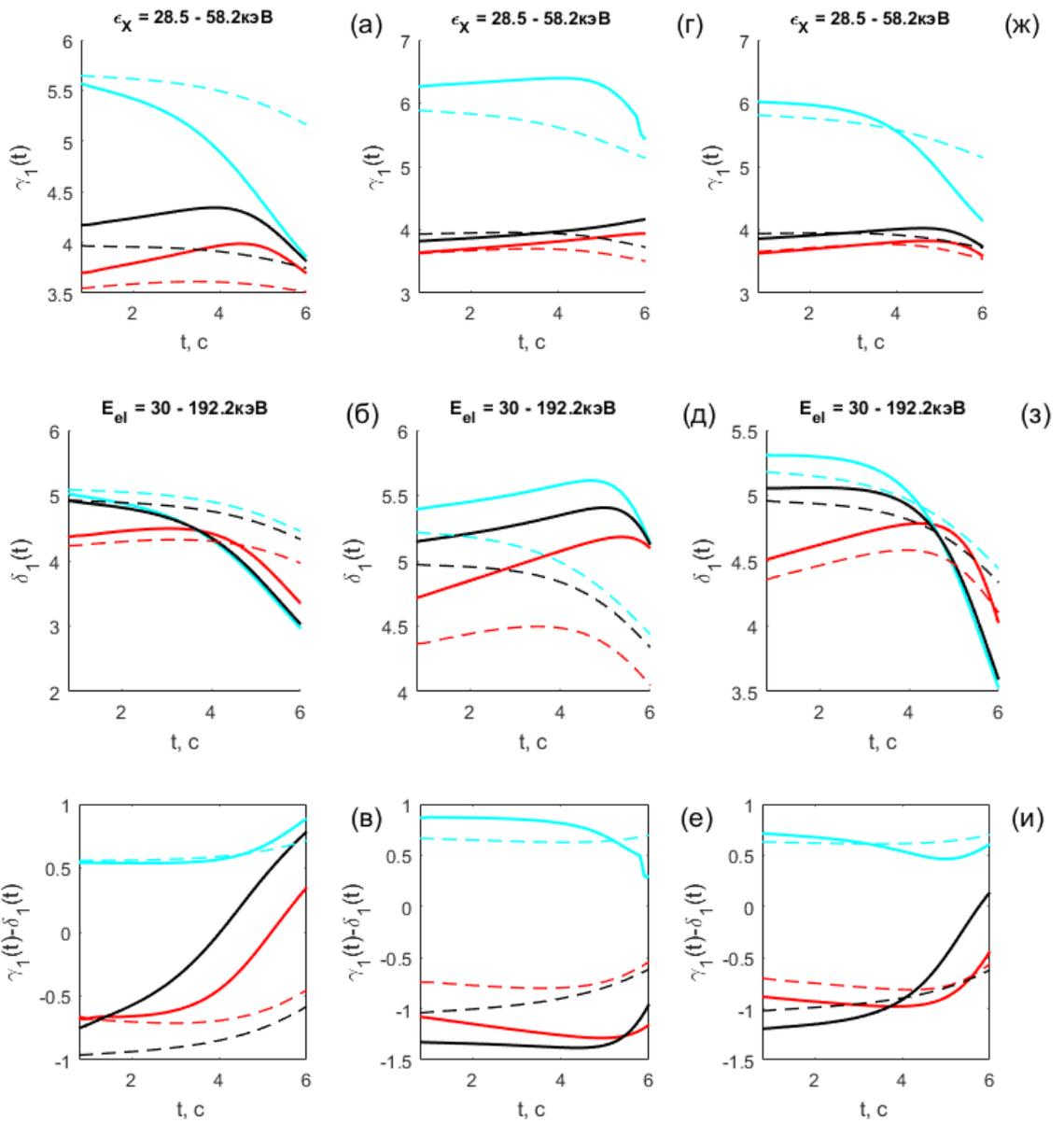


Рисунок 2.10. То же, что на рисунке 2.9к для электронов с энергией 1МэВ.  $S(\alpha)=1$ .  $V_{\max}/V_0=7$  в «правом» основании и  $V_{\max}/V_0=1.6$  в «левом» основании;  $\delta=3$ ;  $n_0^{LT} = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Влияние магнитных флуктуаций на энергетические спектры для вышеприведенных моделей представлено на рисунке 2.11. В левой колонке представлена изотропная модель с учетом магнитных флуктуаций (штриховые линии) и без учета (сплошные линии), средняя колонка – анизотропная модель, правая – асимметричная модель. Цвета соответствуют структурным частям петли – вершине, двум основаниям, всей петле. Энергетический спектр электронов степенной с показателем  $\delta=5$ . Сравнение кривых (сплошные кривые против штриховых) приводит к выводу, что магнитные флуктуации оказывают существенное влияние на спектр фотонов только в изотропном случае (панель 2.11а) – интегральный спектр становится жестче на  $\sim 0,3$  единицы в фазе максимума. В анизотропном случае (панель 2.11г) существенно меняется спектр только в вершине петли (голубая линия), но это не оказывает влияние на интегральный спектр ввиду слабой яркости источника в данном случае.



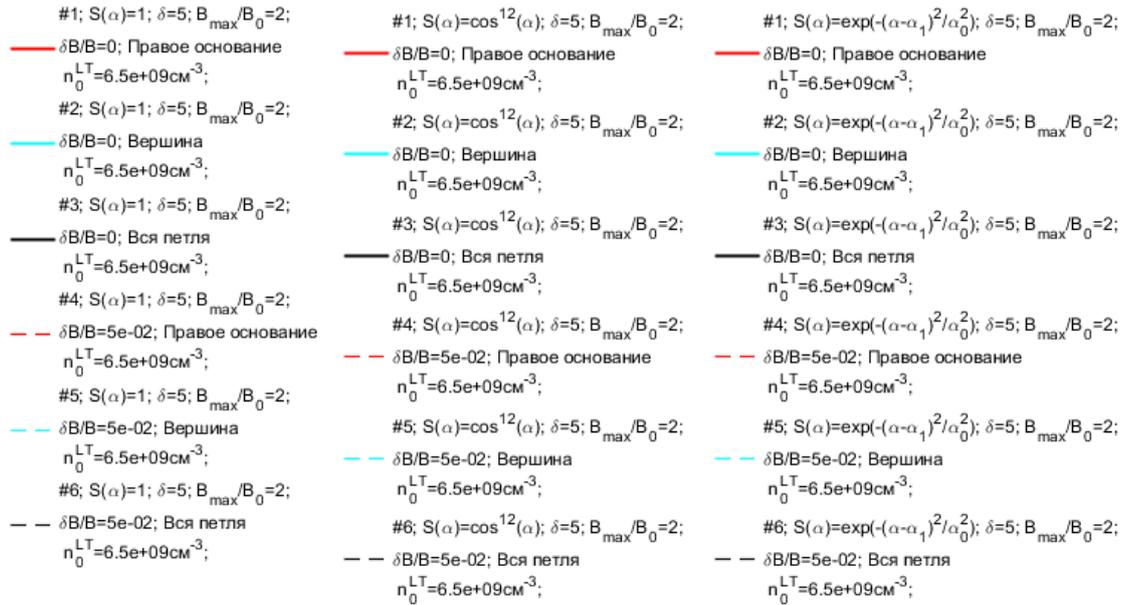


Рисунок 2.11. Графики зависимости спектральных индексов от времени. Максимуму инжекции соответствует время  $t=2.6\text{с}$ . На панелях (а,г,ж) представлена зависимость показателя спектра фотонов  $\gamma_1(t)$  в диапазоне энергий  $\sim 28-58\text{кэВ}$ . На панелях (б,д,з) представлена зависимость показателя спектра электронов  $\delta_1(t)$  в диапазоне энергий  $\sim 30-190\text{кэВ}$ . На панелях (в,е,и) дана зависимость  $\gamma_1(t)$ -  $\delta_1(t)$ . Значения параметров моделей приведены в подписях к графикам. Сравняются между собой модели со сплошными и штриховыми линиями (с одинаковым цветом линий). В каждой колонке своя пара моделей.

Показатели спектра ЖРИ изотропной модели, представленной в первой колонке на рисунке 2.11, но для случая асимметричного распределения магнитного поля, даны на рисунке 2.12. Как видно, штриховые и сплошные линии практически совпадают во всех частях петли. Таким образом, в случае асимметричного магнитного поля (даже при высокой концентрации плазмы в вершине), а также при анизотропии в распределении электронов в источнике, влиянием магнитных флуктуаций на спектр излучения можно пренебречь.

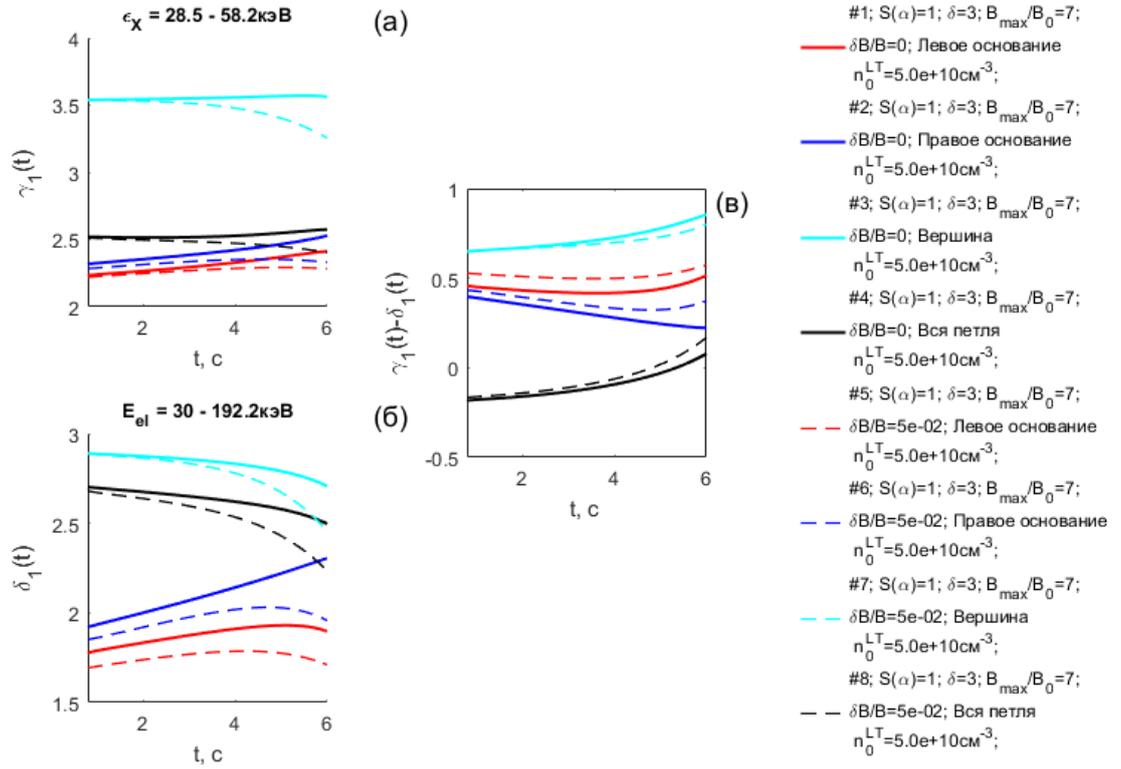


Рисунок 2.12. То же, что на рисунке 2.11 для асимметричного распределения магнитного поля.

Рассмотрим также влияние магнитных флуктуаций при более жестком спектре электронов в источнике  $\delta=3$  и при более высокой концентрации в вершине (симметричное распределение магнитного поля). На панелях 2.13а,ж представлены спектры излучения для изотропной и анизотропной моделей соответственно при  $\delta=3$ . На панели 2.13б то же что на панели 2.13а, но при более высокой концентрации в вершине. Анализ интегральных кривых на панелях 2.13а,в позволяет заключить, что наклон спектра практически не отражается на выводах, сделанных выше для случая  $\delta=5$ . На панели 2.13б разница между сплошной и штриховой линиями несколько меньше, чем на панели 2.13а, что говорит о том, что с ростом концентрации в *вершине* вклад в рассеяние частиц от магнитных флуктуаций падает.

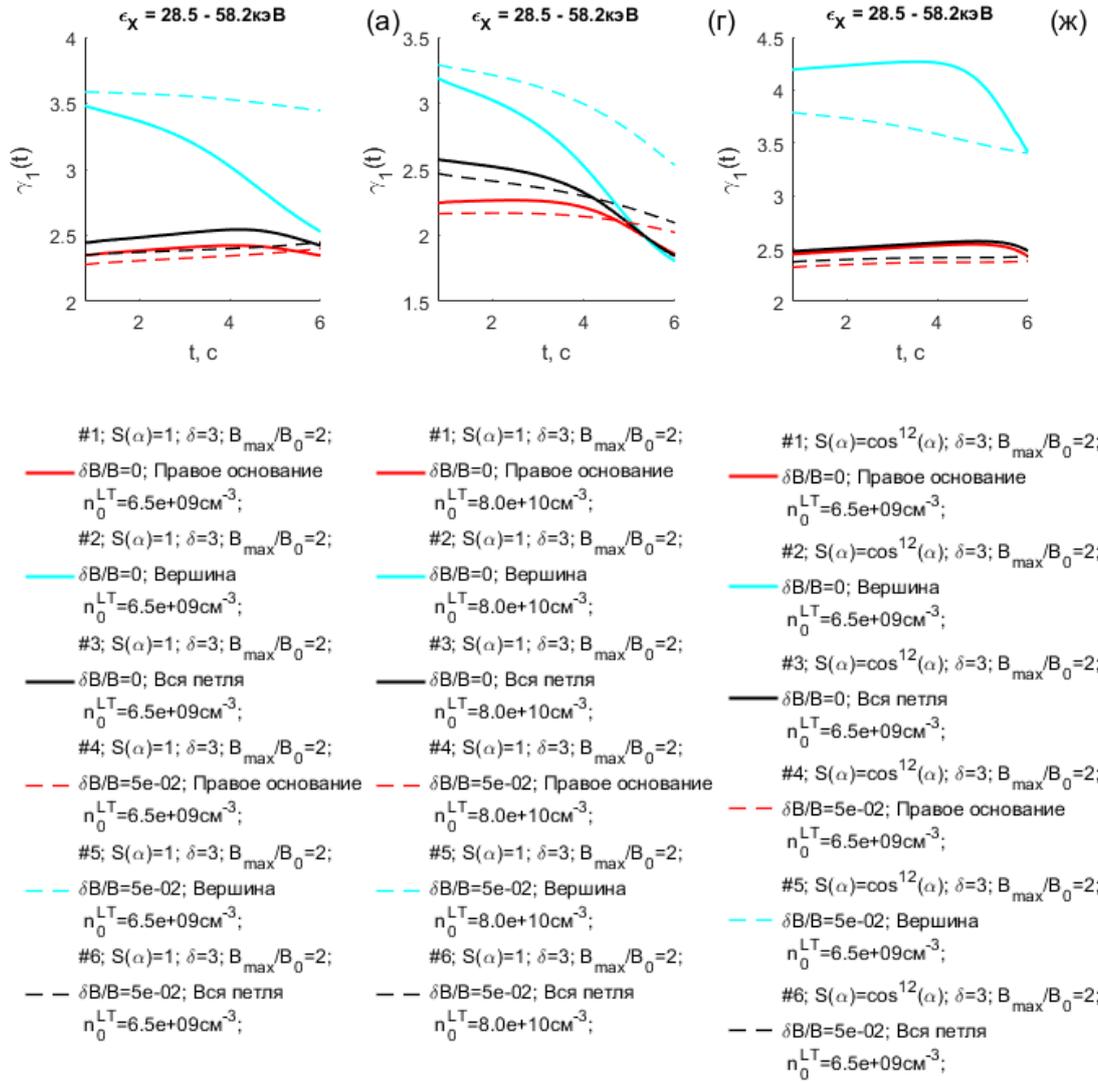
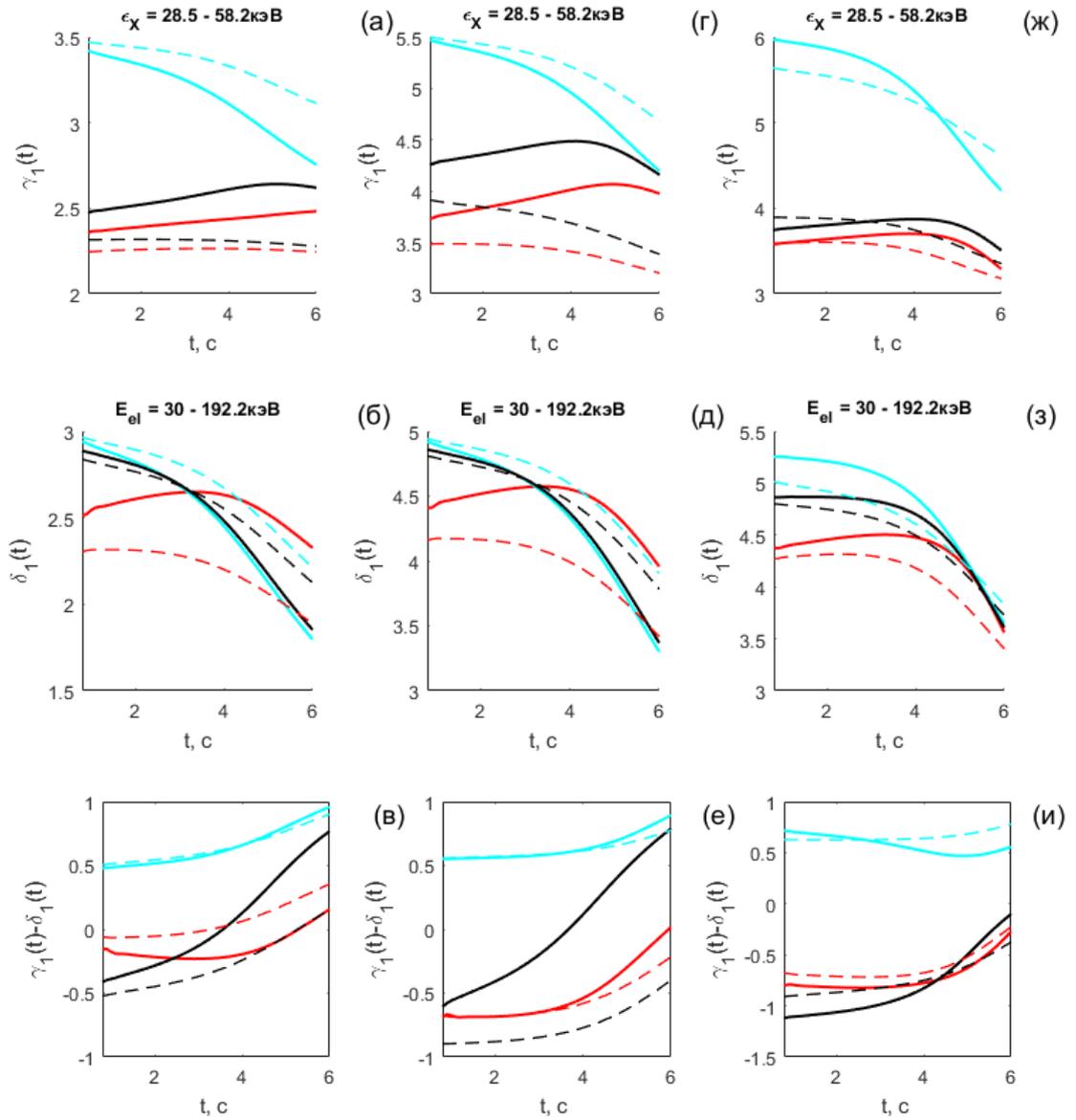


Рисунок 2.13. То же, что на рисунке 2.11 (только верхние панели) для спектра электронов в инжекторе  $\delta=3$ , а также случай более высокой концентрации плазмы в вершине петли.

Динамика энергетических спектров излучения при  $V_{\text{max}}/V_0=7$  для изотропной и анизотропной моделей дана на рисунке 2.14. На панелях 2.14а,г обнаруживается значительное влияние магнитных флуктуаций на спектры излучения во всех структурных частях петли, которое составляет минус 0.2-0.6 единицы в основаниях и плюс  $\sim 0.3$  в вершине. Казалось бы, данный эффект должен быть связан с уходом низкоэнергичных электронов в конус потерь под влиянием изотропизации на магнитных флуктуациях. Однако, в этом случае, ввиду роста диффузионного коэффициента с энергией, аналогично должны уйти в конус потерь и высокоэнергичные электроны. На самом деле, происходит перераспределение областей локализации захваченных электронов, как видно на панелях 2.15и,к. При этом высокоэнергичные

электроны накапливаются в области ближе к хромосфере более эффективно ввиду бóльших кулоновских длин пробега.

В анизотропном случае влияние флуктуаций при  $V_{\max}/V_0=7$  гораздо более умеренное (панель 2.14ж).



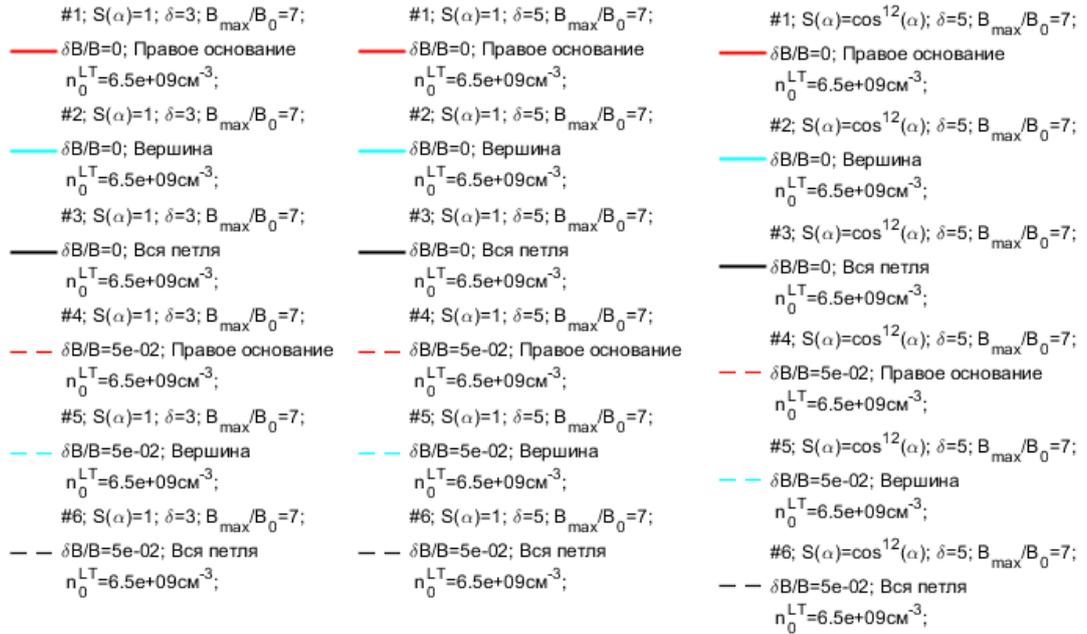
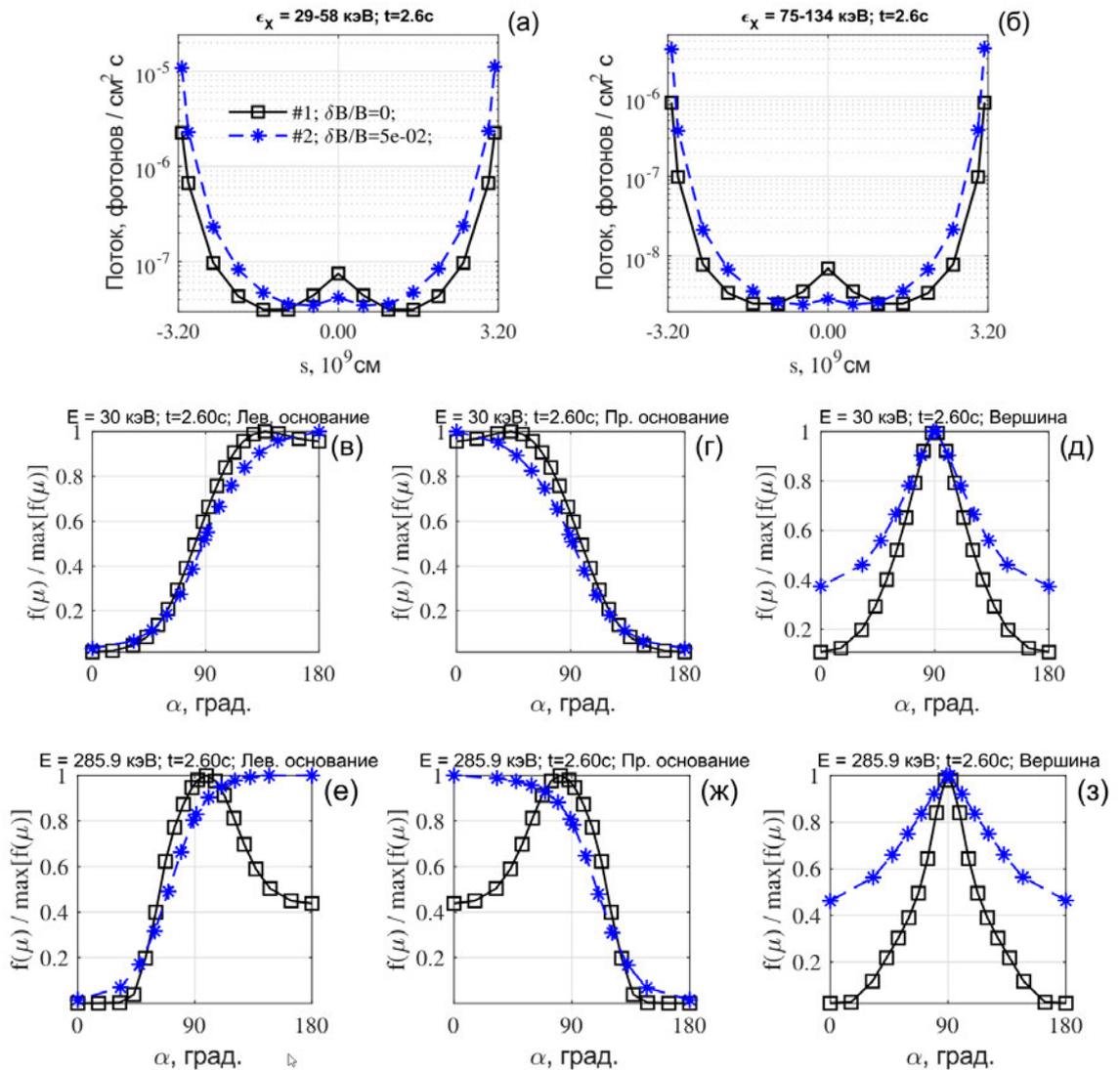


Рисунок 2.14. То же, что на рисунке 2.11 для  $V_{\max}/B_0=7.$



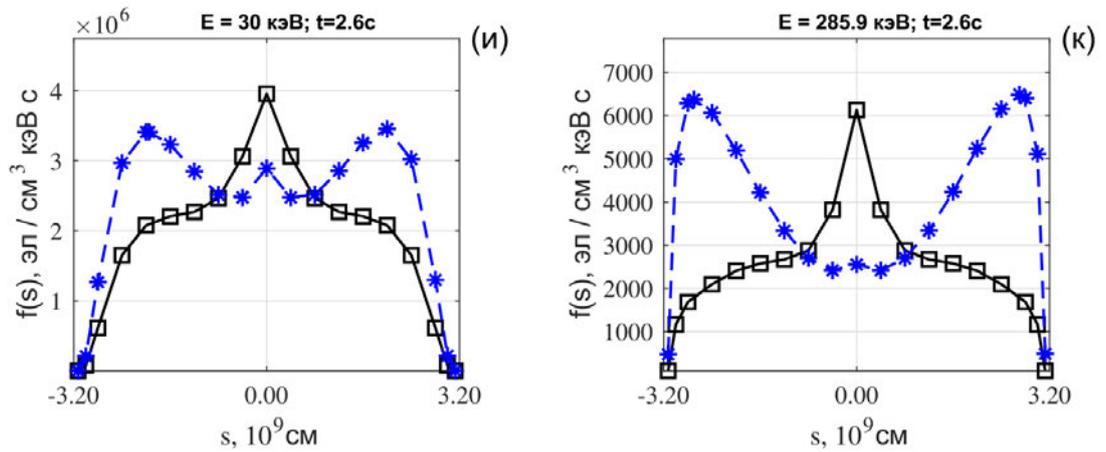


Рисунок 2.15. То же что на рисунке 2.2 для  $\delta=3$  и  $V_{\max}/V_0=7$ .  $S(\alpha)=1$ ;  $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9$   $\text{см}^{-3}$ .

Влияние магнитных флуктуаций на поляризацию и временные задержки дано в параграфах 2.4. , 2.5.

Подведем краткие итоги:

- Рассеяние электронов на магнитных флуктуациях в изотропных моделях с симметричным распределением магнитного поля приводит к усилению рентгеновского излучения в основаниях в 1.6-2.5 раза и ослаблению яркости вершины. Эффект ослабевает при увеличении концентрации плазмы в вершине, слабо зависит от  $\delta$  и отношения  $V_{\max}/V_0$ .
- В анизотропном случае интенсивность рентгеновского излучения увеличивается практически вдоль всей петли в  $\sim 2-3$  раза и ослабевает в основаниях на  $\sim 30\%$  в отличие от изотропного случая. При асимметричной инжекции возрастает яркость противоположной направлению впрыска части петли. Данные эффекты сложно наблюдать в рентгеновском диапазоне по причине относительно более ярких оснований, но, ввиду интенсивного накопления высокоэнергичных электронов, они могут быть обнаружены в радиодиапазоне.
- Все вышеприведенные эффекты нивелируются при сильной асимметрии распределения магнитного поля вдоль петли (например, при разнице пробочных отношений в основаниях более 2х, см. Рисунок 1.2б, красная кривая).
- Влияние магнитных флуктуаций на энергетические спектры ЖР излучения проявляется в том, что в изотропных моделях (с мягкими и жесткими спектрами электронов) показатель спектра излучения в основаниях уменьшается на  $\sim 0.3$  единицы в фазе максимума. В анизотропных и асимметричных случаях

существенных изменений нет. В вершине спектр становится мягче на  $\sim 0.3$  в изотропном случае и жестче в анизотропном. С ростом концентрации плазмы в вершине влияние флуктуаций ослабевает.

- В случае увеличения градиента магнитного поля влияние магнитных флуктуаций на спектры во всех частях петли возрастает и составляет минус 0.2-0.6 единицы в основаниях и плюс  $\sim 0.3$  в вершине в изотропных моделях и более умеренное ( $< 0.2$ ) в анизотропных.

### **2.3. Рассеяние электронов на однородной стационарной ионно-звуковой турбулентности**

Как известно, ионно-звуковые волны могут существовать только при условии превышения электронной температуры над ионной  $T_e \gg T_i$  [8]. Учитывая, что время обмена энергией между электронной и ионной компонентами в плазме вспышечных петель обратно пропорционально концентрации плазмы, неизотермичность плазмы скорее может выполняться в верхней части петли, чем в основаниях. Поэтому следует ожидать раскачку и существование ионно-звуковой моды в магнитной петле везде, кроме оснований. Такие условия легко реализуются во время вспышек в солнечных магнитных петлях.

Кратко обсудим возможные механизмы возбуждения ионно-звуковой турбулентности. Причины генерации могут быть связаны с присутствием электрических токов и неоднородностью магнитных полей в плазме вспышечной петли. Оба механизма могут реализоваться во вспышечных петлях. Однако, последний механизм вряд ли реализуется в большинстве наблюдаемых вспышек, т.к. достаточно большой градиент поля возможен, как правило, лишь в основаниях петель, где концентрация фоновой плазмы настолько высока, что доминирует процесс кулоновского рассеяния электронов. Условием возникновения турбулентности в результате присутствия тока в плазме является превышение скорости дрейфа электронов фоновой плазмы над скоростью ионно-звуковых волн, когда становится возможным черенковское возбуждение ионно-звуковой турбулентности. Источником ионно-звуковых волн в неизотермической плазме также может быть и перекачка энергии по спектру ленгмюровской турбулентности или распад электромагнитных волн. В связи с различной природой генерации турбулентности, рассмотрим случай

присутствия турбулентности в широкой области корональной части петли. В такой постановке будет возможна качественная оценка влияния ионно-звуковой турбулентности на распределение ускоренных электронов без учета возможной локализации пульсаций, которая может быть связана, например, с локальностью возникновения ленгмюровских волн или токовых неустойчивостей [15, 44]. В силу выполнения условия  $\omega_p \sim \Omega_e$  в корональной области типичных вспышечных арок, проводимость в области возникновения обратного тока и ионно-звуковой турбулентности, ввиду сильного магнитного поля, будет не сильно отличаться от спитцеровской и срыва в аномальную проводимость не происходит [154]. Эффект вызван замагниченностью электронов, ответственных за обратный ток, так как  $k_\perp \rho_e < 1$ , где  $k_\perp$  – поперечное волновое число низкочастотных флуктуаций,  $\rho_e$  – гирорадиус электрона.

### Коэффициент диффузии ионно-звуковой турбулентности

В кинетическом уравнении (5) коэффициент, ответственный за угловое рассеяние ускоренных электронов на ионно-звуковых волнах, представляется в виде  $D^s = D^{tr} / p_e^2 = (v / v_{is})^2 D_l / p_e^2$  [7], где  $D^{tr}$ ,  $D_l$  – поперечная и продольная составляющая коэффициента турбулентной диффузии для ионного звука в изотропной плазме,  $p_e$  – импульс электрона,  $v$  – скорость электрона,  $v_{is}$  – фазовая скорость ионно-звуковых волн  $v_{is}^2 = k_B T_e / m_p$ . Для температуры в корональной части петли  $10^6 - 10^7$  К скорость ионного звука  $\sim 10^7 - 3 \cdot 10^7$  см/с, то есть отношение  $v / v_{is} \approx 10^3$  для электрона с энергией 30 кэВ. Согласно [4, 8], продольный коэффициент ионно-звуковой турбулентности

определяется  $D_l = \frac{15\sqrt{\pi}}{8\sqrt{2}} Z^2 m_e^2 v_{Te}^5 \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^2 \frac{T_e}{T_i} k_g v_{Te} \left(\frac{1}{2Ec^2}\right)^2 \left[ \sqrt{\frac{Q}{Q_*^s}} + e^{-\sqrt{\frac{Q}{Q_*^s}}} - 1 \right]$ , где мощность

источника плазмонов определяется полной плотностью энергии ионно-звуковых

колебаний  $\frac{Q}{Q_*^s} = \frac{T_i}{T_e} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{W^s}{nk_B T_e}$ ,  $T_i$ ,  $T_e$  – температуры ионной и электронной компонент

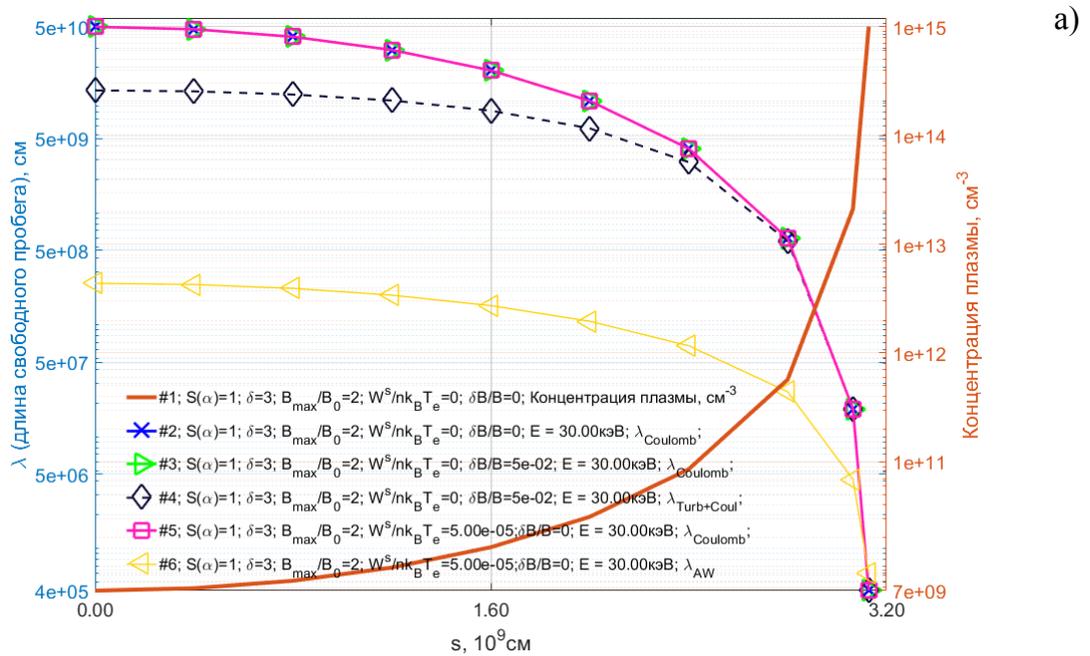
плазмы,  $m_p$  – масса протона,  $k_B$  – постоянная Больцмана. В данной работе предполагается

стационарный уровень ионно-звуковой турбулентности  $\frac{W^s}{nk_B T_e}$  в диапазоне значений

$5 \cdot 10^{-6} - 10^{-3}$ , характерный для слабой турбулентности. Если принять отношение  $T_i / T_e = 0.1$ ,  $W^s / nk_B T_e = 5 \cdot 10^{-5}$ , то  $Q / Q_*^s = 2 \cdot 10^{-4}$ . Волновое число  $k_g$  определяет область волновых

чисел, для которых генерация плазмонов превосходит поглощение Ландау, то есть удовлетворяет условию  $k_g d_e \approx 0.1$ , где  $d_e$  – радиус Дебая. Радиус Дебая в плазме с  $T_e = 10^7$  К,  $T_i = 10^6$  К и концентрацией плазмы  $10^{10}$  см $^{-3}$  равен  $d_e = 0.07$  см. В этом случае затухание ионно-звуковых волн мало, ввиду малости числа резонансных ионов в неизотермичной плазме.

На рисунке 2.16 приведены длины пробега электронов в результате рассеяния при кулоновских соударениях (кривые 2,3,5), на магнитных флуктуациях (кривая 4) и при ионно-звуковой турбулентности (кривая 6) для энергий 30 кэВ (панель а) и 405.35 кэВ (панель б). Кривая 1 соответствует распределению концентрации плазмы в петле (правая ось ординат). На панели а) видно, что ионно-звуковая турбулентность доминирует во всей петле при рассеянии электронов с энергиями 30 кэВ кроме оснований петли. При энергии электронов 405.35 кэВ в вершине доминирует рассеяние на магнитных флуктуациях, а в основаниях - ионно-звуковая турбулентность и кулоновская диффузия.



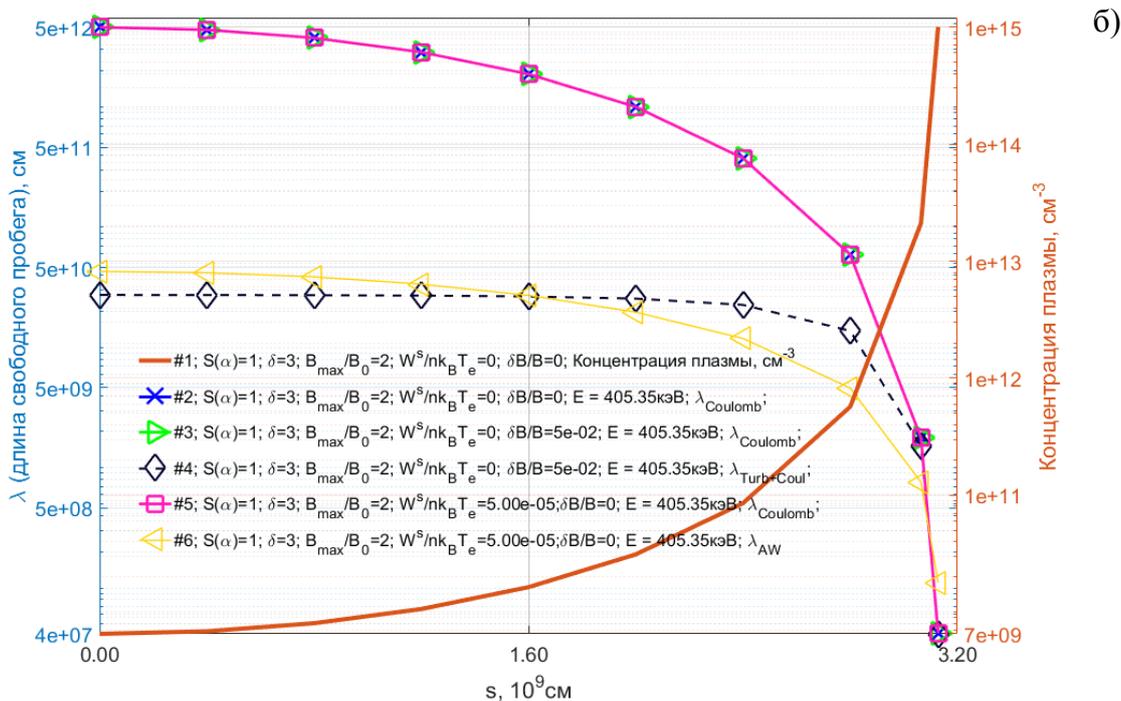
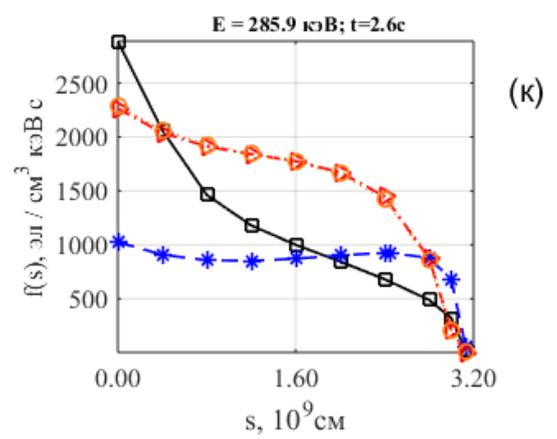
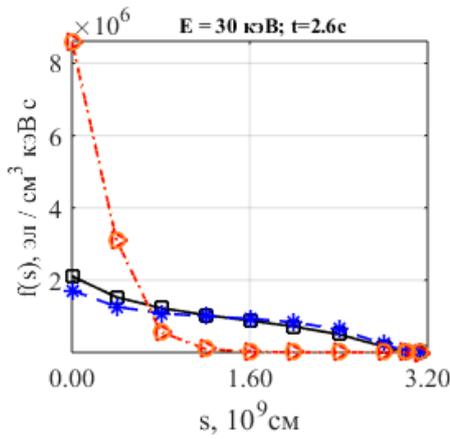
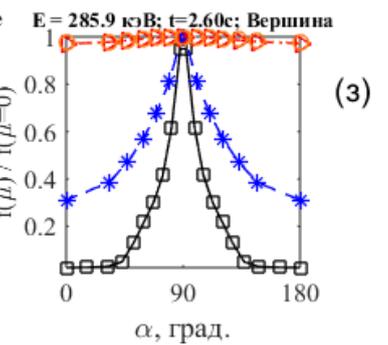
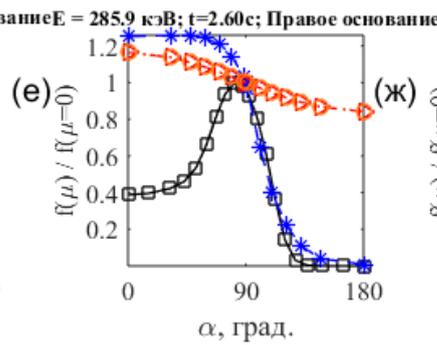
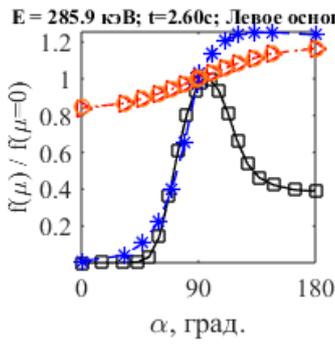
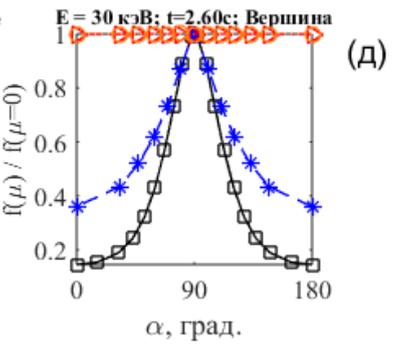
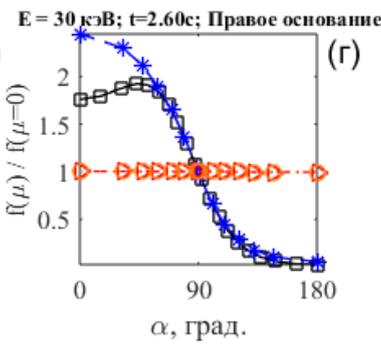
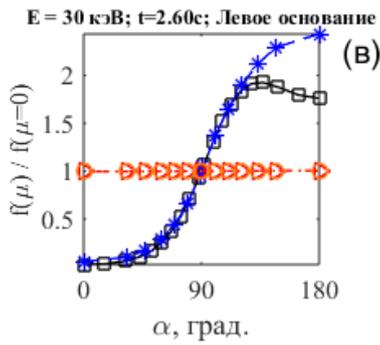
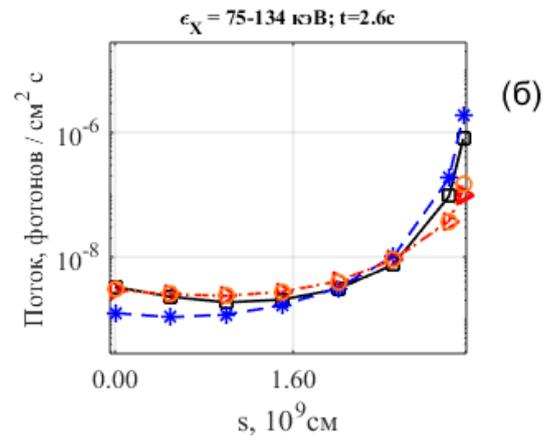
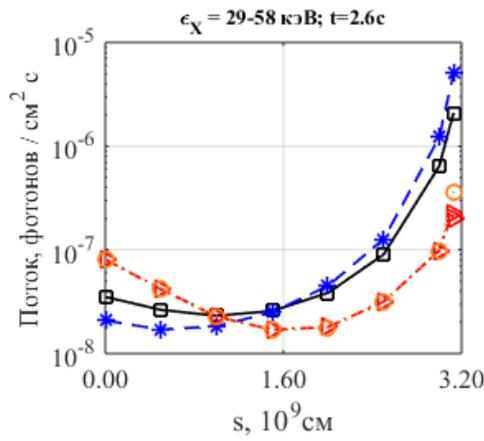


Рисунок 2.16. Длина свободного пробега электрона с энергией 30 кэВ (панель а) и 405.35кэВ (панель б) в зависимости от координаты вдоль петли при только кулоновских соударениях с ионами  $\lambda_{\text{Coulomb}}$ , кулоновских с учетом рассеяния на магнитных флуктуациях  $\lambda_{\text{Turb+Coul}}$  и ионно-звуковой турбулентности  $\lambda_{\text{AW}}$ . Отображена половина магнитной петли.

### Влияние ионно-звуковой турбулентности на распределение яркости жесткого рентгеновского излучения

В данной модели магнитное поле считаем симметричным, индукция которого в вершине петли равна 200Гс, в основаниях 400Гс, т.е. магнитное отношение 2. Концентрация плазмы в вершине  $6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Показатель степенного спектра ускоренных электронов в момент их инжекции в вершине  $\delta=3$ . Поток энергии ускоренных электронов составляет  $F_{\text{el}} = 10^{10} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$ . Сначала обсудим результаты для **изотропной** по питч-углам модели инжекции электронов. На рисунке 2.17 представлены результаты расчета функции распределения ускоренных электронов для 4-х моделей в зависимости от питч-угла для различных энергий и областей петли (панели 2.17в-з) в момент времени  $t=2.6 \text{ с}$ , соответствующий пику инжекции и поток ЖР излучения для энергий  $\epsilon_x=29\text{-}58 \text{ кэВ}$ ,  $\epsilon_x=70\text{-}135 \text{ кэВ}$  под углом наблюдения  $90^\circ$  (2.17а,б соответственно).



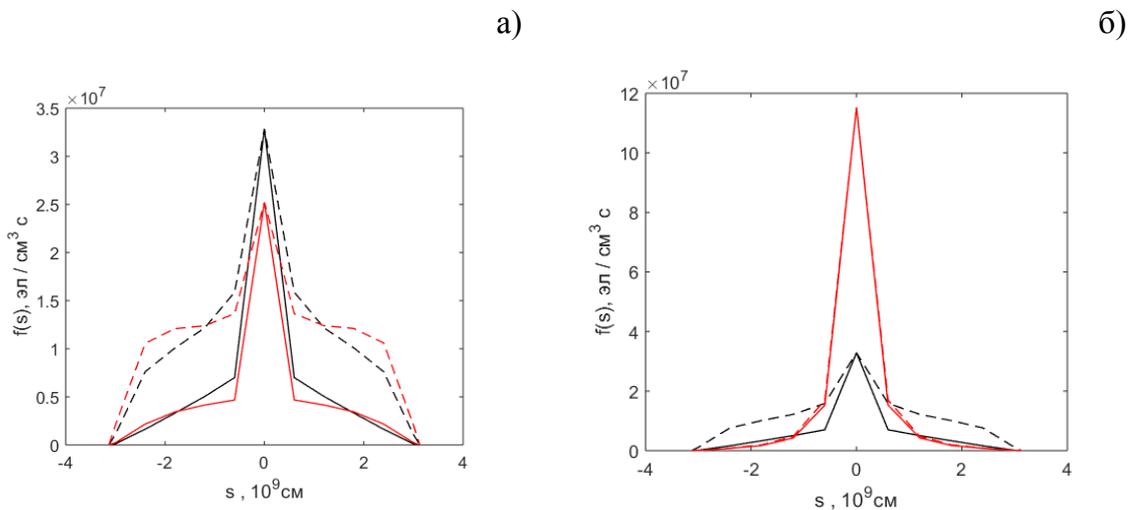
- #1;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- \*— #2;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B=5e-02$ ;
- △— #3;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- #4;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B=5e-02$ ;

Рисунок 2.17. На панелях 1a, 1b представлено проинтегрированное по сечению петли распределение ЖР излучения в диапазонах энергий  $\epsilon_x=29-58$  кэВ,  $\epsilon_x=70-135$  кэВ для 4-х моделей (описание см. в тексте). Питч-угловое распределение функции распределения электронов показаны на панелях в-з и распределение вдоль петли на панелях и, к.

Кривая №1 соответствует модели без учета рассеяния на турбулентности, кривая №2 - модель с учетом однородно распределенных вдоль петли магнитных флуктуаций, кривая №3 – модель с учетом ионно-звуковой турбулентности однородно распределенной вдоль петли, кривая №4 – магнитные флуктуации и ионно-звуковая турбулентность однородно распределены вдоль петли. На панелях в,г,д изображена угловая зависимость дифференциальной по энергии функции распределения электронов, проинтегрированной по достаточно широкой области петли в ее основании  $s = (\pm 2 - \pm 3.128) \cdot 10^9$  см (панель в,г) и в вершине  $s = (-1.5 - 1.5) \cdot 10^9$  см (панель д) для энергии электронов  $E=30$  кэВ. То же на панелях е,ж,з для энергии  $E=285.9$  кэВ. Функция распределения электронов нормирована на свое значение для питч-угла  $\alpha = 90^\circ$ . На панелях и,к изображены кривые функции распределения электронов вдоль петли для значений энергии электронов  $E = 30$  кэВ,  $E = 285.9$  кэВ. Источник электронов изотропный  $S(\alpha)=1$ . Рисунок соответствует времени максимума инжекции.

В модели №1 распределение по питч-углу для электронов с энергией 30 кэВ показывает, что в вершине петли (панель д, кривая №1) формируется **квазипоперечное** распределение ускоренных электронов, а в основании петли распределение электронов ближе к **продольному** (панели в, г). В данном параграфе особое внимание уделено влиянию на кинетику ускоренных электронов дополнительных механизмов рассеяния электронов на неоднородностях магнитного поля и на ионно-звуковых волнах. В модели №2 учитываются магнитные неоднородности с уровнем  $\delta B/B=5 \cdot 10^{-2}$ . В модели №3 уровень ионно-звуковой турбулентности определяется заданием плотности энергии  $\frac{W^s}{nk_B T_e} = 5 \cdot 10^{-5}$ . Рассеяние электронов ионно-звуковой модой более эффективное по сравнению с рассеянием на неоднородностях магнитного поля при заданных уровнях турбулентности. В основаниях петли распределения квазипродольные (черная и синяя кривые) становятся изотропными в модели 3. Распределение электронов вдоль магнитной петли, проинтегрированное по питч - углам, представлено на панелях 2.17и,к для энергий  $E = 30$  кэВ,  $E = 285.9$  кэВ. Особо отметим эффективное накопление электронов низких энергий в вершине петли в модели №3 при учете рассеяния на ионно-

звуковой турбулентности (рис. 2.17и). Высокоэнергичные электроны при этом накапливаются в широкой области между вершиной и основанием петли (рис. 2.17к). При наличии магнитных флуктуаций, пробег частиц уменьшается с ростом энергии, что вызвано возрастанием ларморова радиуса и рассеянием частиц неоднородностями все большего масштаба (спектр плотности энергии флуктуаций растет при уменьшении волнового вектора  $k$ ). В результате энергичные частицы рассеиваются эффективнее в вершине (2.16б), а накапливаются ближе к переходной области, что видно при сравнении кривых 2 и 3 (2.17к). При учете только ионного звука эффект накопления электронов в вершине оказывается более эффективным в отличие от модели с магнитными флуктуациями. Причем различаются области локализации электронов: электроны низких энергий накапливаются в вершине при ионном звуковой турбулентности и в промежуточной области в случае высоких энергий. При учете магнитных флуктуаций, наоборот, в вершине наблюдается падение концентрации ускоренных электронов, а накопление происходит в области ближе к основаниям петли. На рисунке 2.18 отделены потоки электронов распространяющихся вверх по петле и вниз к основаниям.



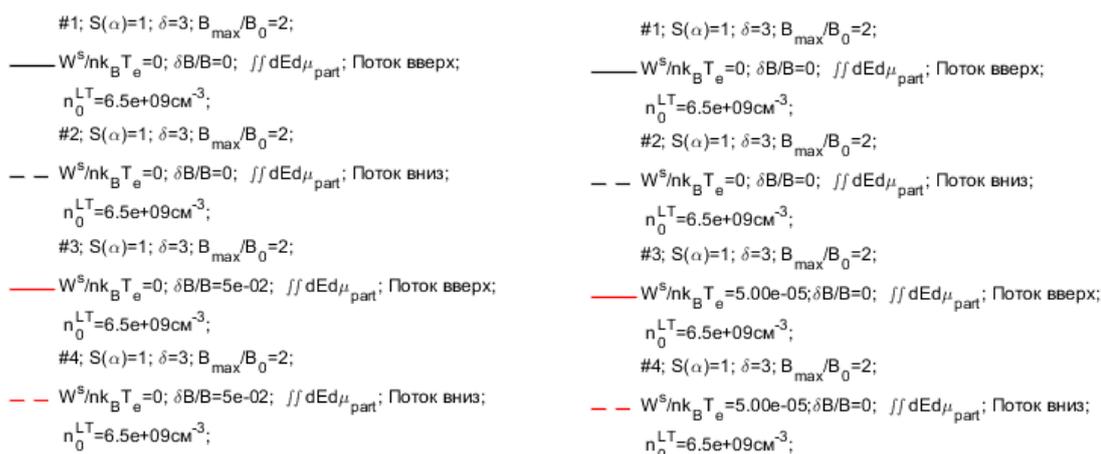
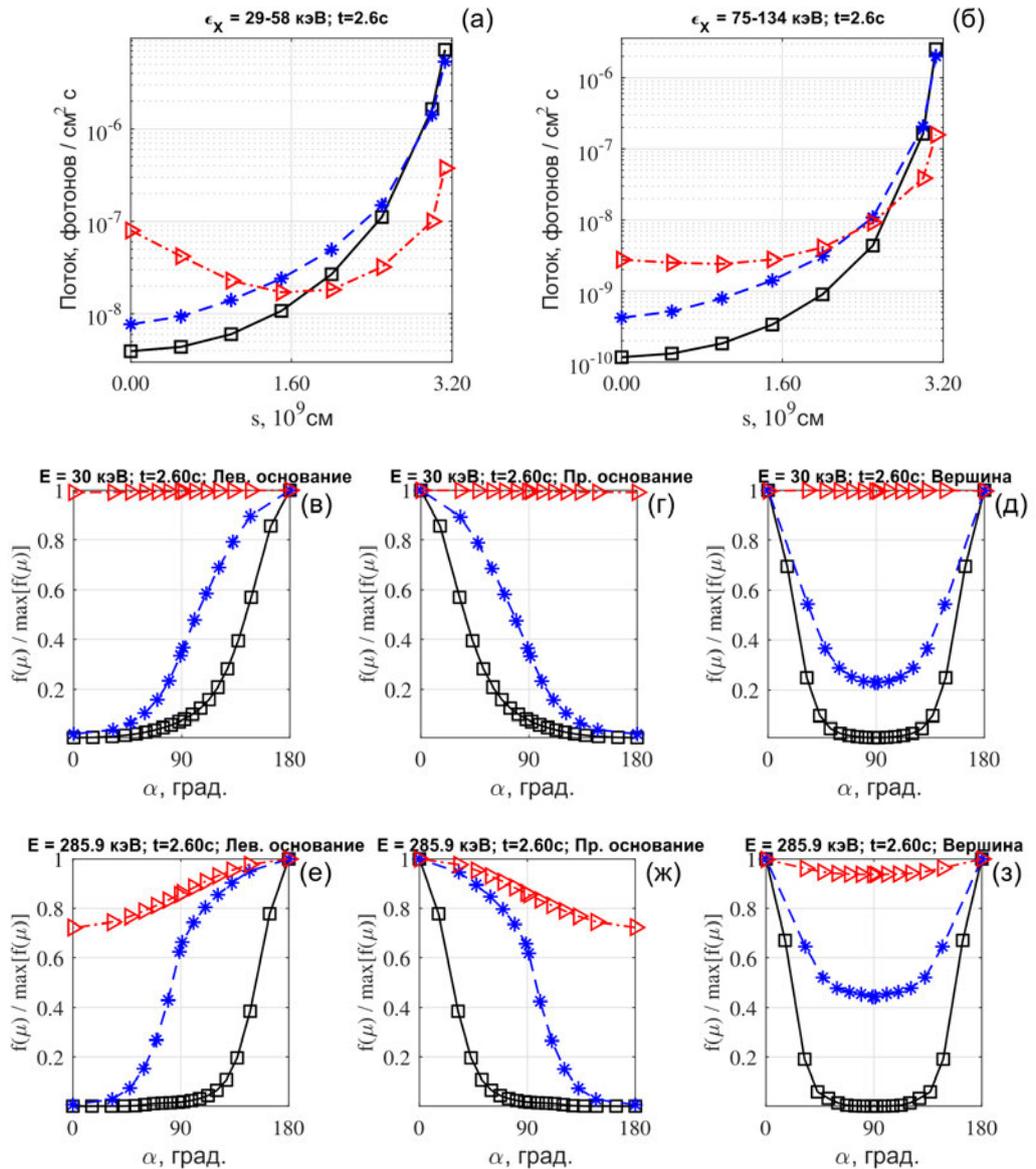


Рисунок 2.18. На панелях а,б изображены кривые функции распределения электронов (проинтегрированы по энергии) вдоль петли. Интегрирование по углам выполнено таким образом, чтобы разделить потоки электронов, распространяющихся вверх и вниз (по  $\mu$  от 0 до -1 и от 1 до 0). На панели (а) кривым 1,2 соответствует поток вверх и вниз для модели №1. Кривые 3,4 – поток вверх и вниз для модели №2, т.е. с магнитными флуктуациями. На панели (б) кривые 1 и 2 те же что и на панели (а), а кривые 3,4 соответствуют модели №3, с ионно-звуковой турбулентностью. Источник электронов в момент инжекции изотропный  $S(\alpha)=1$ . Рисунок соответствует времени максимума инжекции.

На панели 2.18а видно, что соотношение потоков вниз и вверх для моделей без турбулентности (кривые 1,2) и с присутствием магнитных флуктуаций (кривые 3,4) примерно одинаковы для промежуточной области петли и составляет  $\sim 2-3$  (потоки вниз больше – см. штриховые линии против сплошных). В случае же модели с ионным звуком число электронов, распространяющихся в обратном направлении - к вершине, равно числу электронов, летящих к основаниям петли (панель 2.18б, кривые 3,4). Таким образом ионно-звуковая турбулентность существенно увеличивает число захваченных в верхней части петли электронов, в то время как рассеяние на магнитных флуктуациях приводит лишь к перераспределению областей захвата частиц. Например, при сравнении сплошных кривых на 2.18а, видно, как при учете магнитных флуктуаций снизился поток вверх в вершине петли и повысился вблизи оснований.

Так как вклад в ЖР излучение в диапазоне энергий 29-58кэВ дают электроны более высоких энергий, а рассеяние высокоэнергичных электронов на магнитных флуктуациях более эффективно, то этот процесс оказывает влияние на распределение ЖР излучения в данном диапазоне энергий. В результате, в диапазоне энергий квантов 29-58 кэВ в промежуточной области петли, ближе к основаниям, формируется более яркий источник ЖР излучения в сравнении с моделью без флуктуаций (синяя кривая

выше черной, кривые 1,2, панель 2.17а). В модели №3 (красные кривые) ЖР излучение в диапазоне энергий 29 – 58 кэВ из вершины становится соизмеримым с ЖР яркостью из оснований, что обусловлено перераспределением вдоль петли ускоренных электронов (панель (и)). В области более высоких энергий фотонов 70-134 кэВ яркость оснований превышает яркость протяженного источника в вершине петли (панель 2.17б). При этом, ионно-звуковая турбулентность уже не оказывает существенного влияния на источник ЖР излучения в вершине петли.



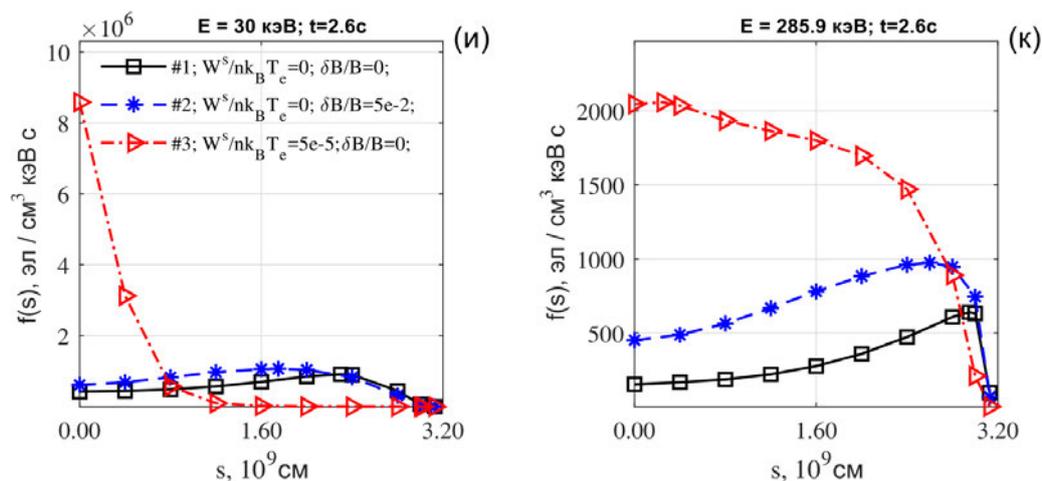
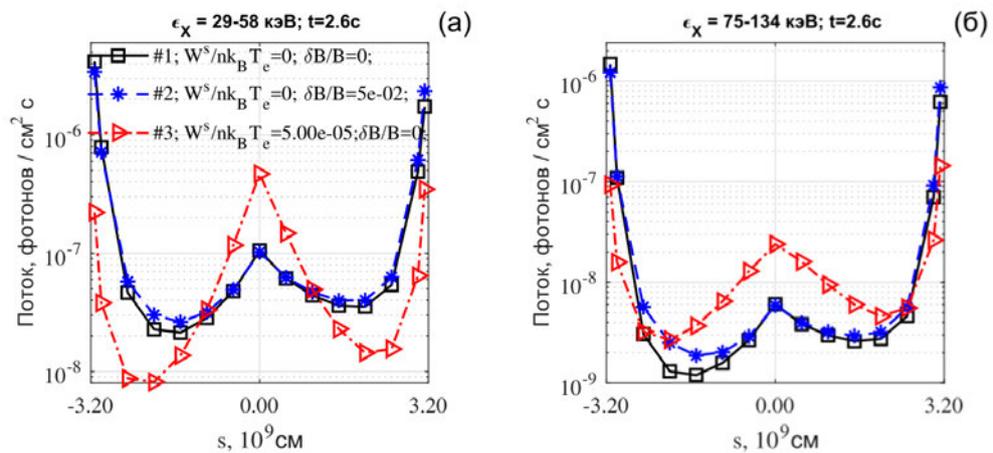


Рисунок 2.19. То же, что и рисунке 2.17, но для случая анизотропной инжекции электронов -  $S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$ ,  $\delta = 3$ ,  $B_{\max}/B_0 = 2$ ,  $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

На рисунке 2.19 представлены результаты подобных расчетов для **анизотропного источника** электронов с узким питч - угловым распределением в момент инжекции  $S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$ . Показатель спектра электронов  $\delta = 3$ . Модели № 1,2,3 соответствуют рассмотренным выше (кроме питч-углового распределения). Результаты расчета функции распределения ускоренных электронов по питч-углам для двух энергий 30 кэВ и 286 кэВ представлены на панелях 2.19в-д и 2.19е-з, соответственно. Как видно, учет рассеяния на магнитных флуктуациях и ионно-звуковых колебаниях изменил характер функции распределения электронов, как в вершине петли, так и в ее основаниях. Для электронов с энергией 30 кэВ и 286 кэВ анизотропный тип распределений сменился на изотропный в случае ионно-звуковых колебаний (кривая №3), либо существенно увеличилось число электронов с питч-углами 50-140 градусов при наличии только магнитных флуктуаций (кривая №2). Рассмотрим распределения ЖР излучения вдоль магнитной петли для момента времени, соответствующего пику инжекции электронов. На панели 2.19а для трех моделей для рентгеновских квантов в диапазоне энергий 29 - 58 кэВ показаны подобные распределения. Поскольку поток ускоренных электронов симметричен относительно вершины, ЖР излучение имеет также симметричное распределение. Сравнение распределений ЖР излучения для моделей в случае изотропной и анизотропной моделей инжекции обнаруживает, что в анизотропном случае в модели №2 с магнитными флуктуациями в вершине формируется более яркий, по отношению к модели №1 без флуктуаций, источник излучения (2.19а кривая №2 против №1). Это отличает ее от изотропного источника (панель 2.17а) причиной чего является исходное квазипродольное распределение электронов в вершине (панели

2.19д,з), переходящее в близкое к изотропному, что приводит к дополнительному накоплению электронов в верхней части петли кроме непосредственно оснований (панели 2.19и,к). Как и в модели изотропного распределения ускоренных электронов, ионно-звуковая турбулентность (кривая 3) более эффективно рассеивает электроны по питч-углам, что приводит к существенному возрастанию ЖР яркости в вершине и ее уменьшению в основаниях петли. Таким образом, наличие ионно-звуковой турбулентности с плотностью энергии  $\frac{W^s}{nk_B T_e} = 5 \cdot 10^{-5}$ , даже в случае анизотропного источника, приводит к полной изотропизации электронов, ответственных за излучение в диапазоне до 60 кэВ (панели 2.19в-з, кривые №3).

Как было показано ранее (рис. 2.9а,б) при **асимметричном распределении магнитного поля** вдоль петли влияние магнитных флуктуаций на ЖР излучение становится незначительным. На рисунке 2.20 даны распределения ЖР излучения и электронов для случаев как в присутствии магнитных флуктуаций (кривая 2), так и при влиянии только ионно-звуковой турбулентности (кривая 3) при асимметричном магнитном поле (рис. 1.2б, минимум магнитного поля смещен в точку  $s = -2 \cdot 10^9$  см). Отметим, что кривые 1 и 2 (синие и черные) практически совпадают. Этот результат был обсужден ранее в параграфе 2.2. Однако, влияние ионно-звуковой турбулентности оказывается, напротив, достаточным для нивелирования эффекта увеличения конуса потерь (кривая 3). Аналогичные выводы справедливы и в случае анизотропного источника электронов (рисунок 2.21).



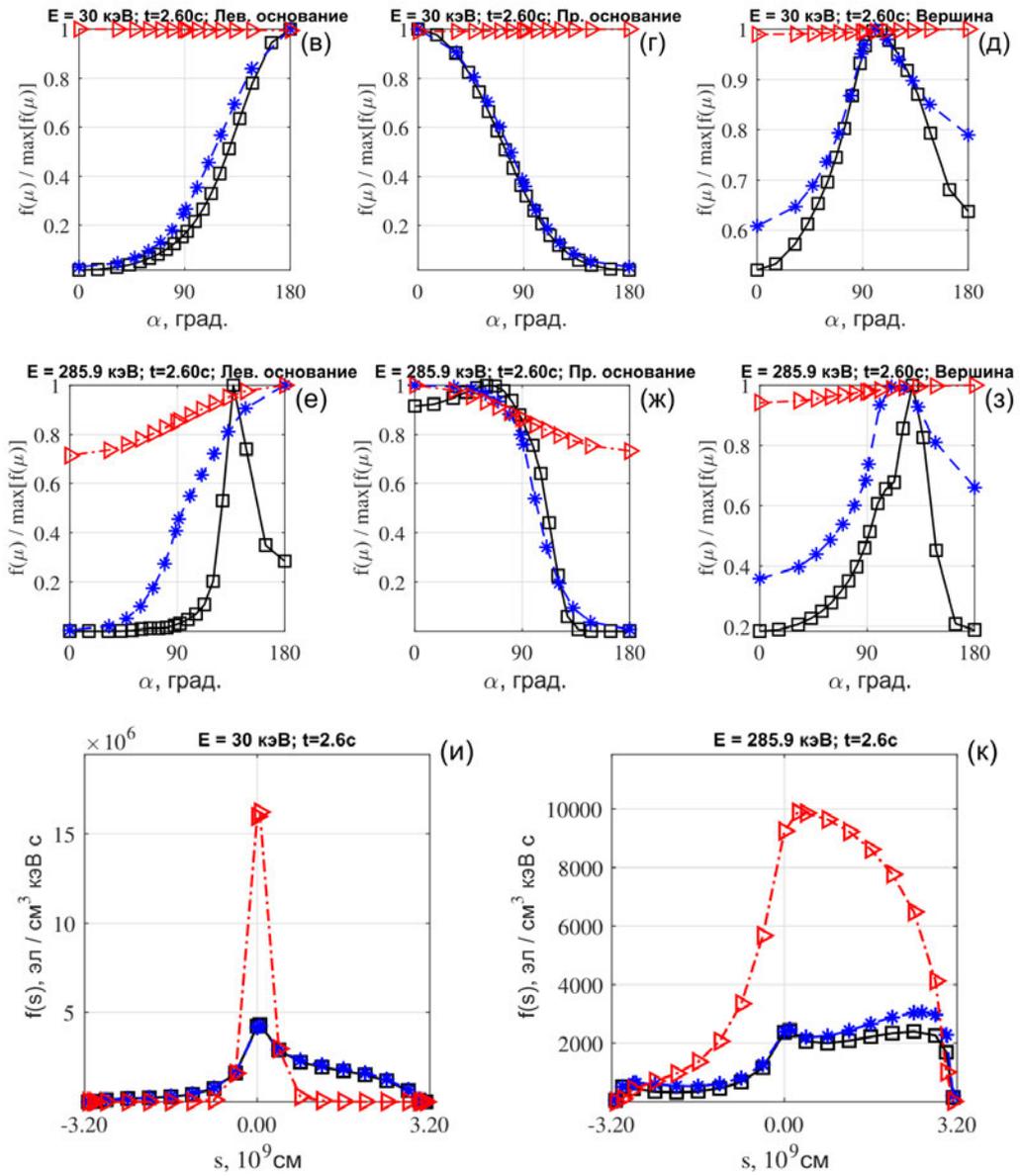
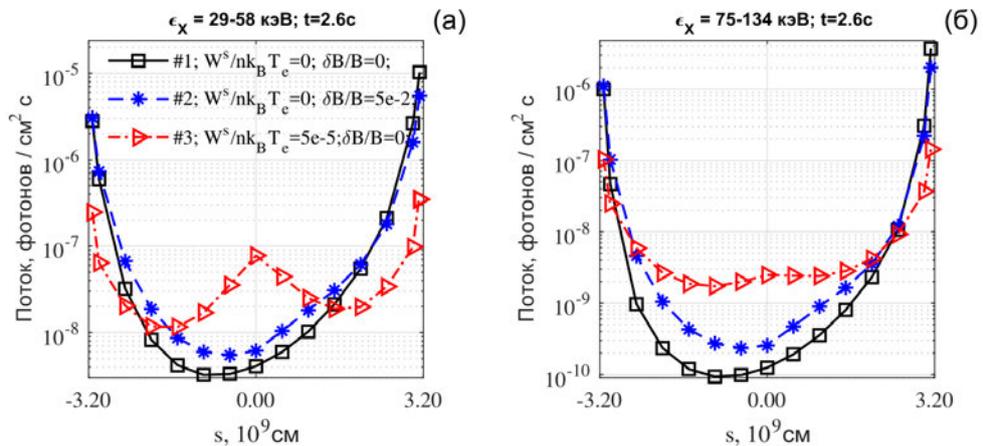


Рисунок 2.20. То же, что и на рисунке 2.9 (асимметричное магнитное поле), но с учетом ионно-звуковой турбулентности (кривая 3).  $S(\alpha)=1$ ,  $\delta=3$ ,  $B_{\max}/B_0=7$ ,  $n_0^{LT} = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .



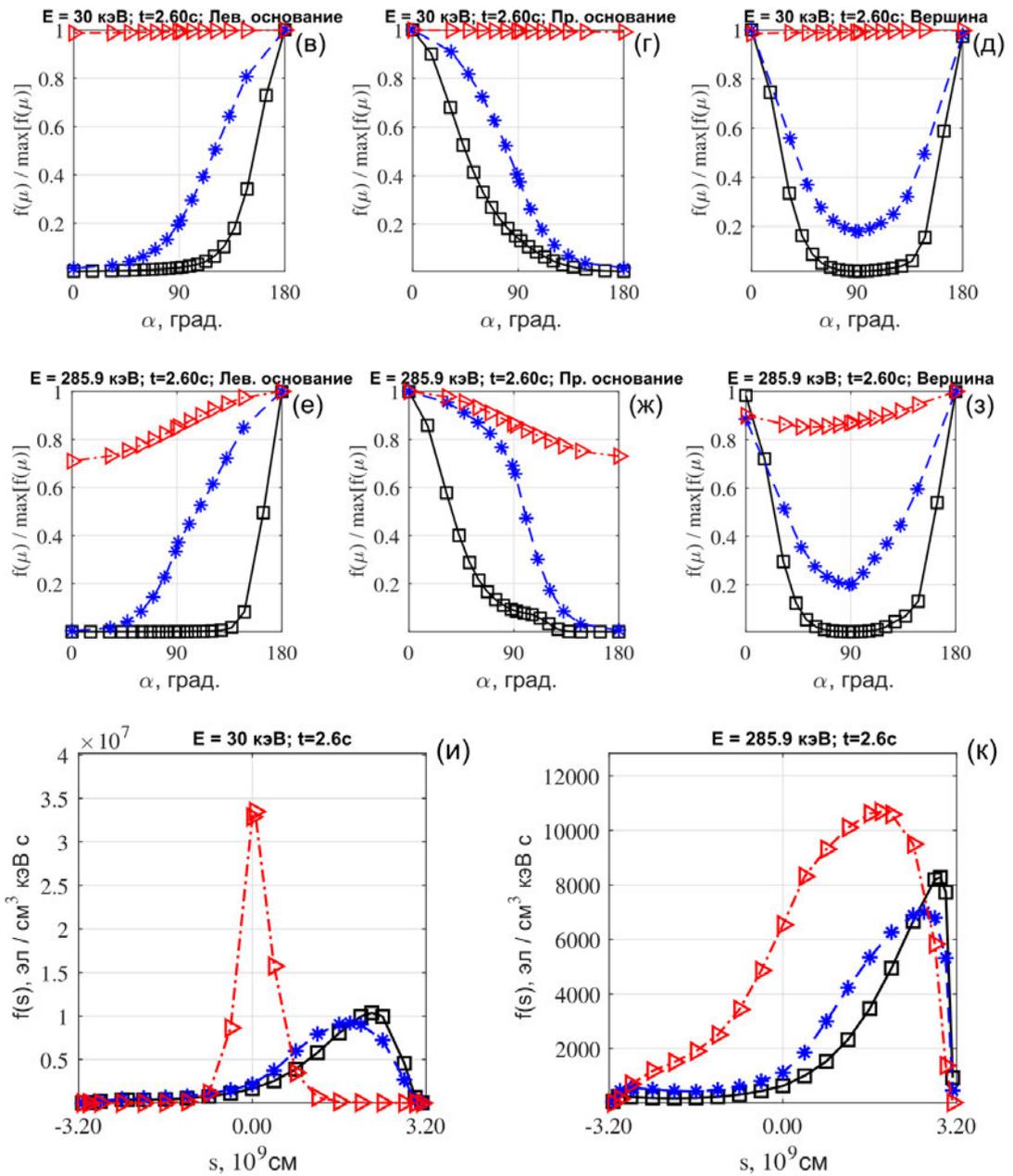
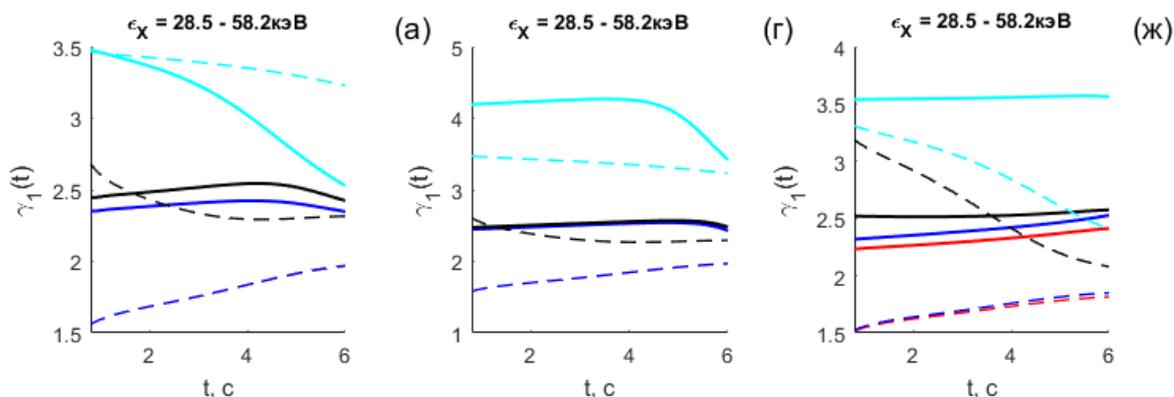


Рисунок 2.21. То же, что на рисунке 2.20 для анизотропного источника электронов  $S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$ ,  $\delta = 3$ ,  $B_{\max}/B_0 = 7$ ,  $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

На рисунке 2.22 в левой колонке дана эволюция показателей спектров электронов и ЖР излучения во времени: в левой колонке для изотропной модели с ионно-звуковой турбулентностью (штриховые линии) и модели без турбулентности (сплошные линии), в средней колонке аналогично для анизотропной модели и в правой - для асимметричного магнитного поля и изотропной инжекции электронов в вершине петли. Цвета линий соответствуют структурным областям петли согласно подписям к рисунку. Анализ показателей спектров излучения (панели а,г,ж) во всех случаях выявляет общие особенности. В момент времени, близкий к максимуму инжекции  $t \sim 3\tau$ , штриховые и

сплошные линии черного цвета, полученные интегрированием излучения вдоль всей петли, оказываются близки друг к другу. В тоже время наклоны спектров в вершине петли и основаниях имеют существенные различия в случае присутствия ионно-звуковой турбулентности. При этом, спектр излучения в основаниях всегда более жесткий на  $\sim 0.8$  единицы, что вызвано недостатком в нижних слоях петли захваченных низкоэнергичных электронов. Особенно отчетливо это видно на панелях б,д,з – показатель спектра электронов все время до начала фазы спада отрицательный, то есть спектр электронов в основаниях **инверсный по энергии на этом интервале времени**. В вершине же спектр излучения, наоборот, более мягкий в случае изотропного источника электронов (панель 2.22а, голубая штриховая линия) на  $\sim 0.3$  единицы. В анизотропном случае спектр излучения в вершине становится более жестким ввиду того, что изотропизация высокоэнергичных квазипродольных электронов с их последующим захватом происходит эффективнее, чем в изотропной модели. Дело в том, что в изотропной модели дополнительное рассеяние вызывает как захват, так и уход электронов всех энергий, а в анизотропной – преимущественно захват (ввиду квазипродольного исходного распределения электронов). Поэтому, относительное увеличение числа высокоэнергичных электронов (по отношению к модели с тем же угловым распределением, но без турбулентности) в анизотропной модели выше, чем в изотропной (кривые 3 в сравнении с 1 на панелях 2.17к, 2.19к). Сказанное оказывается верным и в случае асимметричного распределения магнитного поля (панель 2.22ж), но уже при изотропном источнике. Близкое расположение черных сплошных и штриховых линий в фазе максимума говорит о том, что роль источника в вершине существенно влияет на интегральный спектр, в результате чего оказывается, что при регистрации ЖР излучения спектрометром полного Солнца будет невозможно выделить наличие ионно-звуковой турбулентности по энергетическим спектрам излучения.



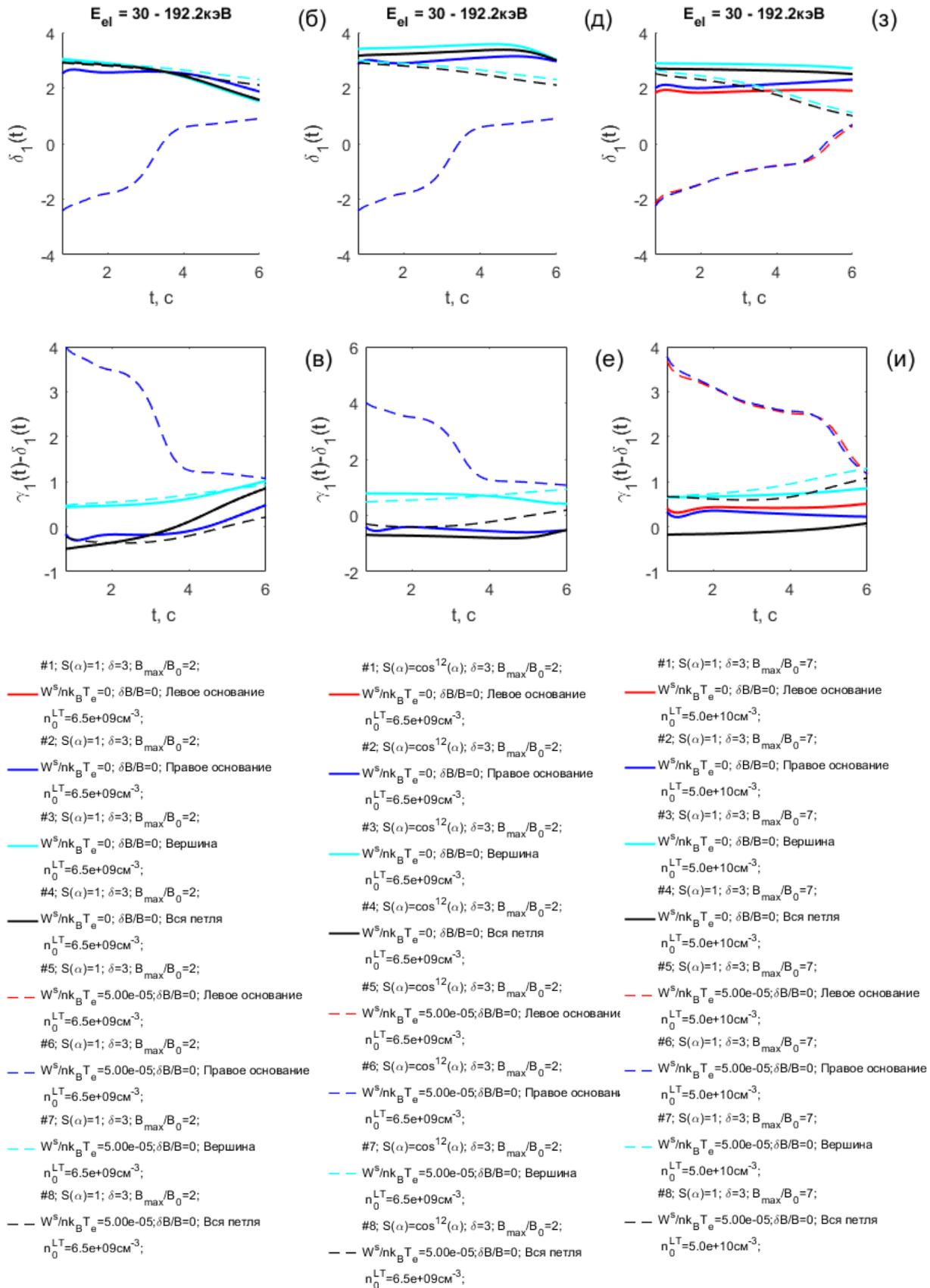


Рисунок 2.22. Графики зависимости спектральных индексов от времени. Максимуму инжекции соответствует время  $t=2.6$ с. На панелях (а,г,ж) представлена зависимость показателя спектра фотонов  $\gamma_1(t)$  в диапазоне энергий  $\sim 28-58$  кэВ. На панелях (б,д,з) представлена зависимость показателя спектра электронов  $\delta_1(t)$  в

диапазоне энергий  $\sim 30-192$  кэВ. На панелях (в,е,и) дана зависимость  $\gamma_1(t)$ -  $\delta_1(t)$ . Значения параметров моделей приведены в подписях к графикам. Сравниваются между собой модели со сплошными и штриховыми линиями (с одинаковым цветом линий). В каждой колонке представлена своя пара моделей.

Подведем краткие итоги данного параграфа:

- Рассеяние электронов, в изотропных моделях при наличии ионно-звуковой турбулентности в магнитной петле с плотностью энергии  $W^s/nk_B T_e = 5 \cdot 10^{-5}$ , более эффективно по сравнению с рассеянием на неоднородностях магнитного поля  $\delta B/B = 5 \cdot 10^{-2}$ . Низкоэнергичные электроны накапливаются преимущественно в вершине петли, высокоэнергичные в широкой области между вершиной и основанием петли. При наличии магнитных флуктуаций высокоэнергичные электроны накапливаются ближе к верхней хромосфере, а число низкоэнергичных электронов в вершине уменьшается.
- При ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуациях различаются области локализации электронов, что сказывается на распределении рентгеновского и радио излучений вдоль магнитной петли. Например, в изотропном случае яркость вершины падает, а оснований возрастает при рассеянии на магнитных флуктуациях (однородных и локализованных в вершине). В случае ионно-звуковой турбулентности яркость вершины возрастает, оснований падает.
- В анизотропных моделях влияние обоих дополнительных механизмов рассеяния на пространственное распределение яркости ЖР излучения подобное с той разницей, что при заданных уровнях турбулентности рассеяние на ионно-звуковой моде оказывается эффективнее, что приводит к яркой рентгеновской вершине.
- При сильно асимметричном распределении магнитного поля вдоль петли ионно-звуковая турбулентность оказывается, в отличие от магнитных флуктуаций, достаточно эффективной для нивелирования эффекта существенного увеличения конуса потерь.
- Спектр излучения в основаниях при рассеянии электронов на ионно-звуковой турбулентности по сравнению с моделью без турбулентности становится более жестким на  $\sim 0.8$  единицы, что вызвано недостатком в нижних слоях петли захваченных низкоэнергичных электронов. В вершине же спектр излучения,

наоборот, более мягкий в случае изотропного источника электронов на  $\sim 0.3$  единицы.

- В анизотропном случае (а также при асимметричном магнитном поле с изотропным источником) спектр излучения в вершине становится более жестким на  $\sim 0.6$  единицы ввиду того, что изотропизация высокоэнергичных электронов с их последующим захватом происходит эффективнее в модели с квазипродольным пичч-угловым распределением, т.е. в анизотропной модели, в которой практически отсутствует эффект «вымывания» электронов из вершины из-за дополнительного рассеяния.

## **2.4. Влияние магнитных флуктуаций и ионно-звуковой турбулентности на поляризацию рентгеновского излучения**

Рассмотрим на примере трех изотропных моделей с параметрами  $\delta=5$ ,  $V_{\max}/V_0=2$  изображения с распределением степени поляризации в магнитной петле, расположенной на лимбе, угол наблюдения  $\theta=90^\circ$  (рисунок 2.23) для энергий 29-58 кэВ. В первой колонке для модели без турбулентности (см. легенду) в вершине петли наблюдается положительная поляризация  $\sim 21\%$ , вызванная превалированием электронов, распределенных квазипоперечно (к моменту времени  $t=2.6$ с (см., например, рис. 1.3д)). В модели с магнитными флуктуациями в средней колонке степень поляризации в вершине упала до 14%, что вызвано умеренной изотропизацией электронов при  $\lambda_B=10^7$ см,  $\delta V/V=5 \cdot 10^{-2}$ . В основаниях петли из-за большей изотропизации распределения электронов в кулоновских соударениях в обоих случаях степень поляризации уменьшается до  $\sim 7\%$ . Изображение в правой колонке соответствует модели с ионно-звуковой турбулентностью с плотностью энергии  $W^s/nk_B T_e=5 \cdot 10^{-5}$ . Как видно, степень поляризации упала до нуля во всех областях петли в результате полной изотропизации электронов (см., например, рис. 2.17).

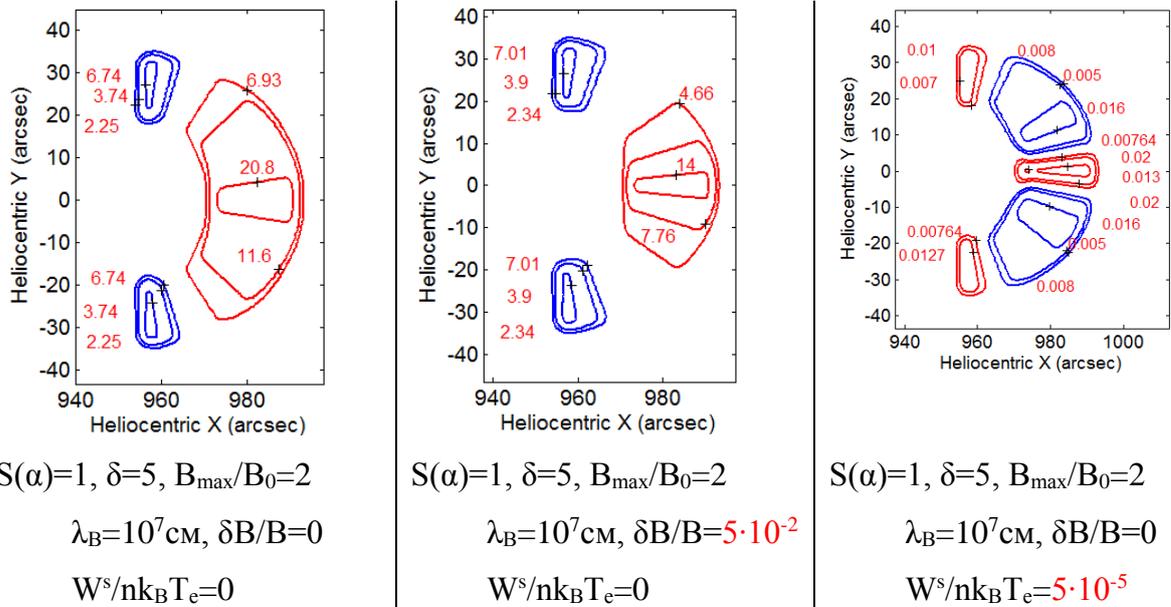


Рисунок 2.23. Распределение степени поляризации вдоль петли. Синие контуры соответствуют отрицательной поляризации. Красные – положительной поляризации. Расположение петли соответствует положению на лимбе (угол наблюдения  $\theta=90^\circ$ ).  $\epsilon_X = 29\text{-}58$  кэВ. Время соответствует максимуму излучения  $t=2.6$ с.

В дальнейшем будем рассматривать графики степени линейной поляризации ЖР излучения в двух диапазонах энергий. На рисунке 2.24 представлены результаты расчета степени поляризации ЖР излучения для модели с изотропным распределением электронов по питч-углам в момент инжекции  $S(\alpha)=1$ , показателем энергетического спектра  $\delta=3$ , с различными значениями концентрации плазмы в вершине и отношения  $B_{\max}/B_0$ . Пунктирные линии соответствуют моделям с магнитными флуктуациями. Модели при отсутствии магнитных флуктуаций даны сплошной линиями того же цвета, что и пунктирные (для сравнения). Из анализа кривых на панели 2.24а следует, что уменьшение степени поляризации при наличии магнитных флуктуаций составляет около 6% только в случаях низкой концентрации плазмы в короне (кривые № 1 и 2, 6 и 7). При высокой концентрации степень поляризации в моделях с/без магнитных флуктуаций различается не более чем на 2-3%. При этом, она в целом ниже на 4-6% в связи с возросшей изотропизацией электронов при кулоновских соударениях в более плотной, в сравнении с предыдущими случаями, корональной части петли (кривые № 3,4,5 и 8,9). В диапазоне энергий 75-134 кэВ (панель 2.24б) справедливы те же выводы. При асимметричном распределении магнитного поля (кривые №10-12) степень поляризации уменьшается только в «левой» полупетле с -17% до -11% при условии, что магнитные флуктуации присутствуют во всей петле (кривая №11). Локализация

флуктуаций в вершине оказывается недостаточной, чтобы повлиять на поляризацию излучения (кривая №12).

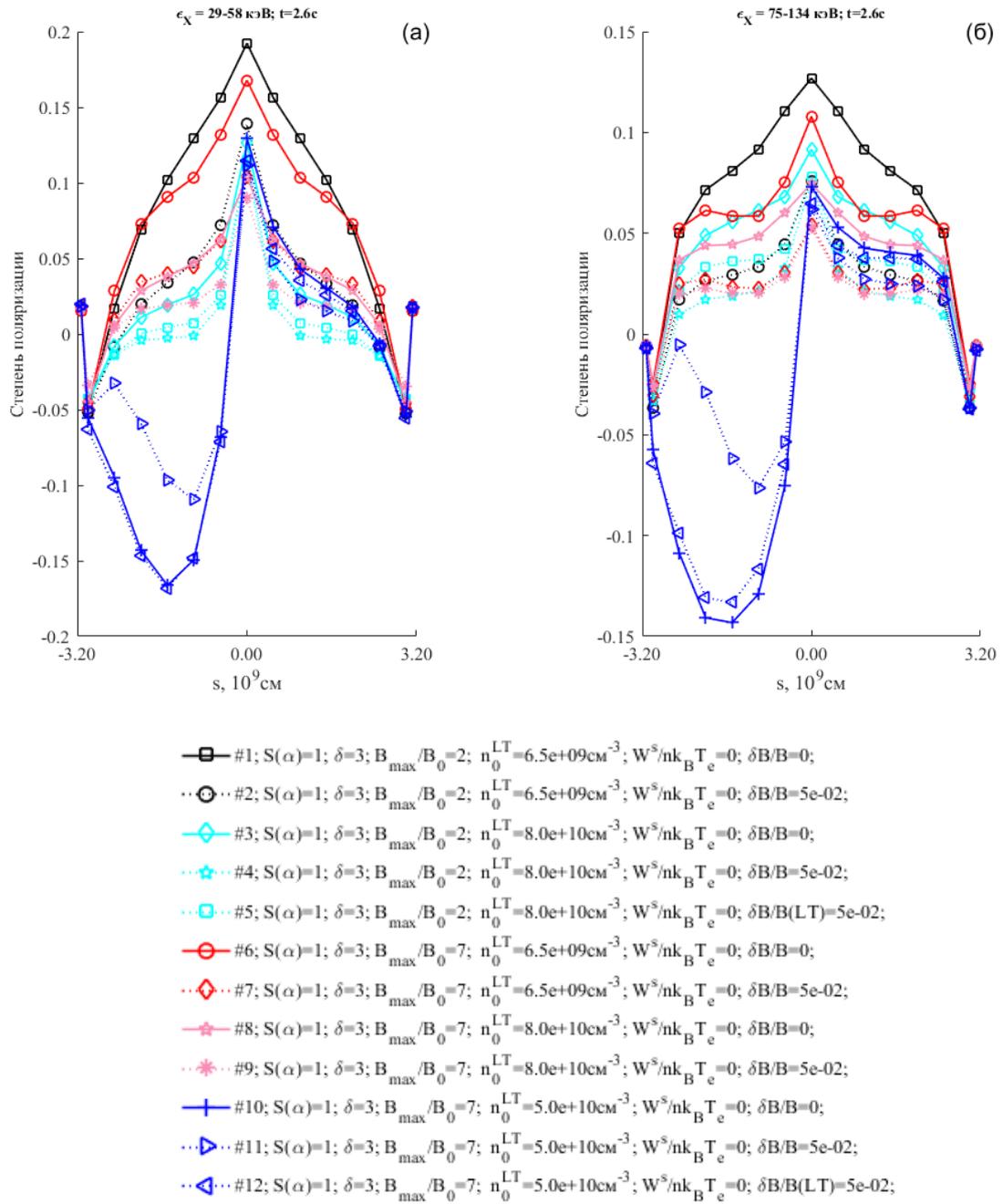


Рисунок 2.24. Зависимость степени поляризации жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли. Подробное описание приведено в легенде под графиком. Кривые №10,11,12 соответствует моделям со смещенным минимумом магнитного поля  $b_1=-2 \cdot 10^9 \text{ см}$ . Справочная информация дана в таблице 6.

Смягчение спектра электронов с  $\delta=3$  до  $\delta=5$  не приводит к качественно новым выводам, что подтверждают графики на рисунке 2.25.

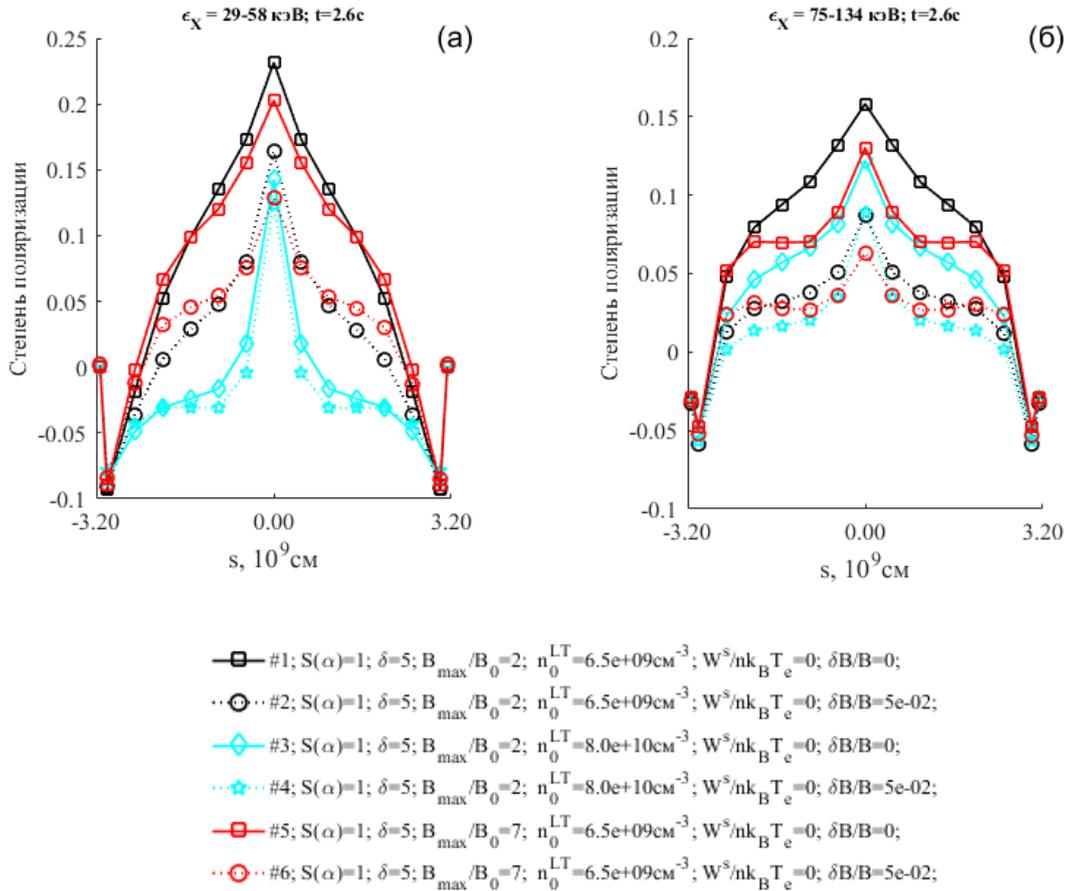


Рисунок 2.25. Зависимость степени поляризации жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли. Подробное описание приведено в легенде под графиком. Справочная информация дана в таблице 6.

Для анизотропных моделей (рисунок 2.26а) наблюдается слабая зависимость величины степени поляризации от увеличения концентрации плазмы в вершине петли. В моделях без магнитных флуктуаций значения степени поляризации находятся в диапазоне – (27-38)%. При учете магнитных флуктуаций степень поляризации понижается на 10-20% причем тем сильнее, чем выше отношение  $B_{\text{max}}/B_0$  и ниже концентрация в вершине (кривые №5,6). Выводы справедливы также и при асимметричном магнитном поле. Обратим внимание на диапазон энергий 75-134кэВ (панель 2.26б) – во всех симметричных моделях с магнитными флуктуациями степень поляризации понизилась до значений ниже 6%. Это вызвано увеличением эффективности рассеяния электронов на магнитных флуктуациях с ростом энергии, а также отсутствием первоначально квазипоперечных электронов в вершине. Сказанное также относится и к моделям с более мягким спектром электронов  $\delta=5$  (рисунок 2.27).

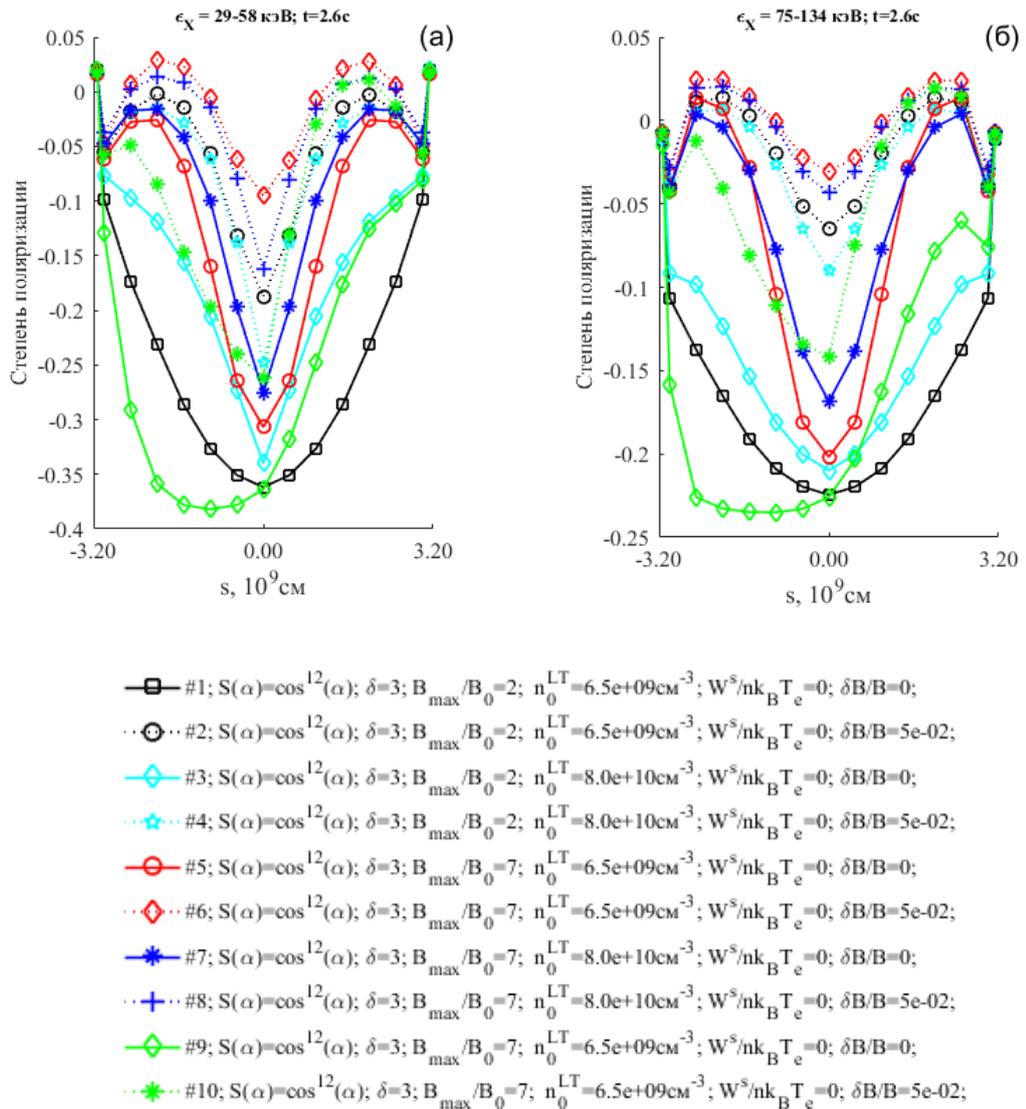


Рисунок 2.26. Зависимость степени поляризации жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли. Подробное описание приведено в легенде под графиком. Кривые №9,10 соответствует моделям со смещенным минимумом магнитного поля  $b_1=-2 \cdot 10^9 \text{ см}$ . Справочная информация дана в таблице 6.

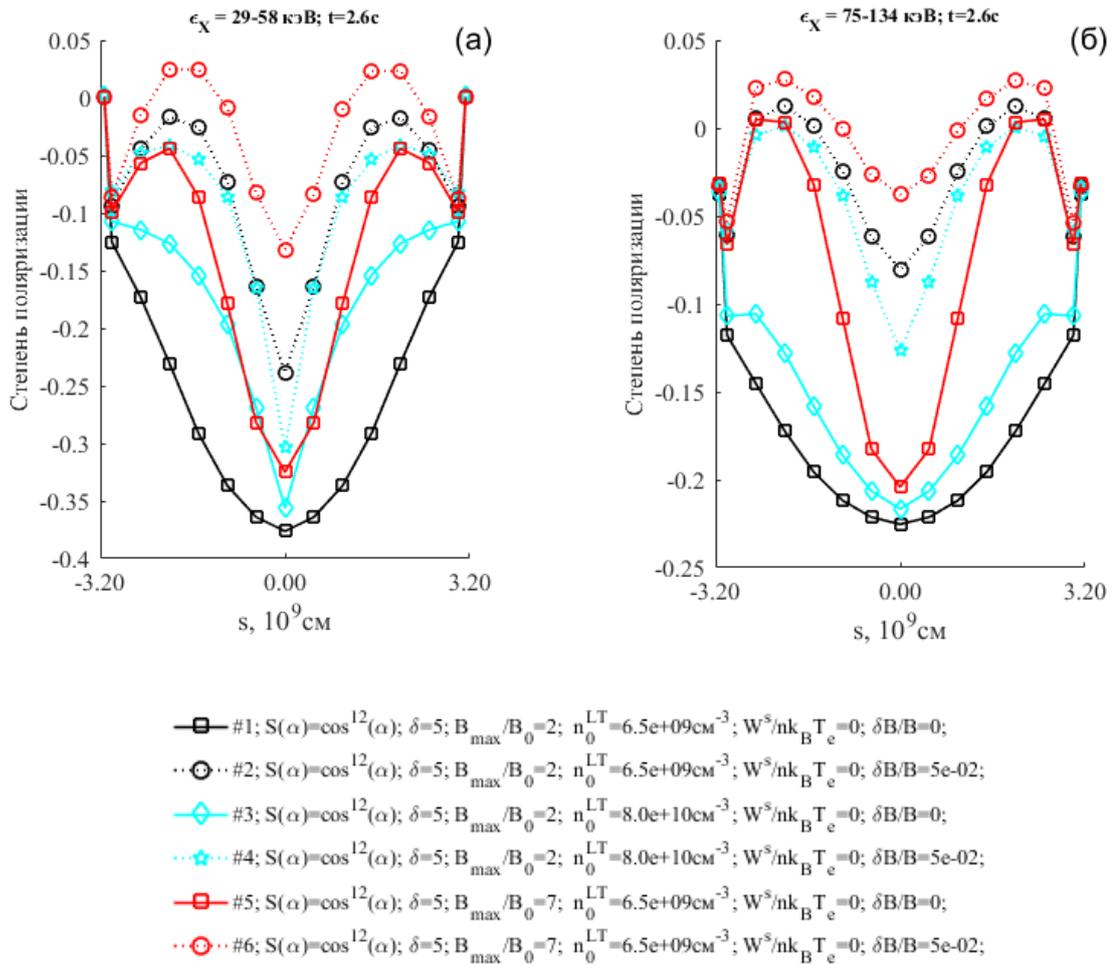
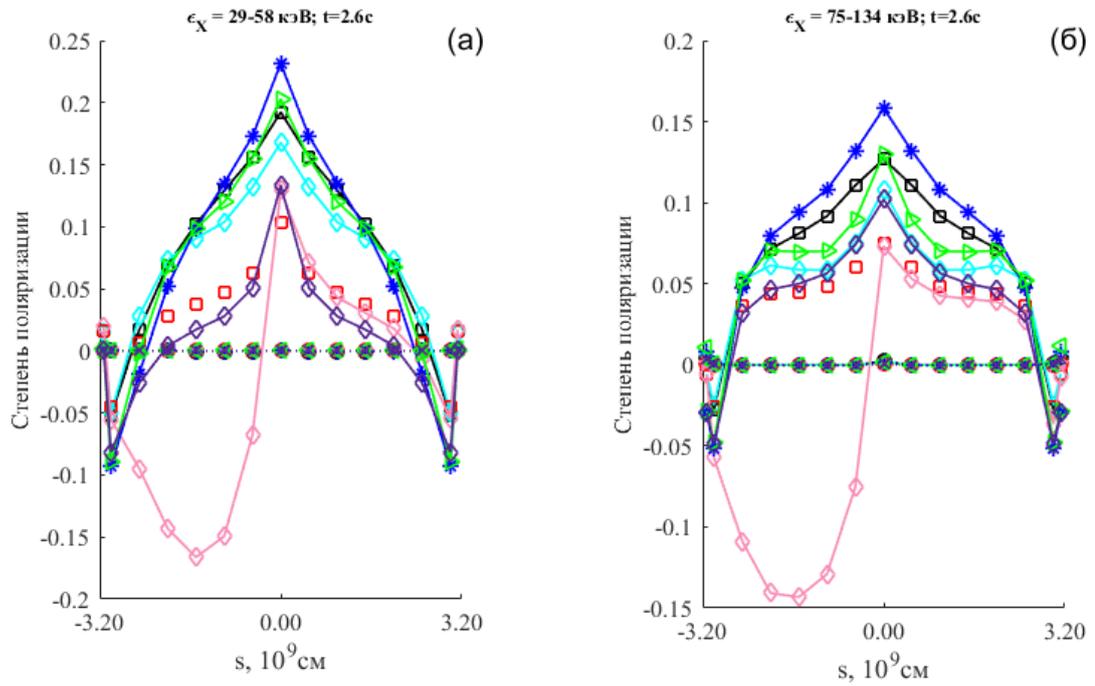


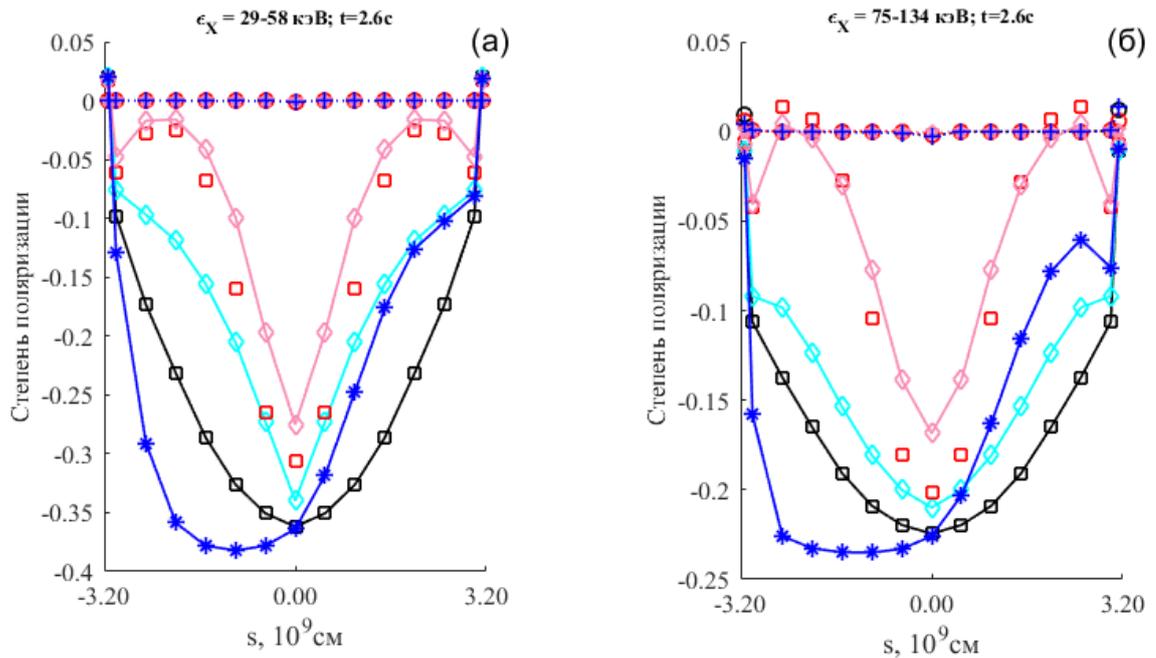
Рисунок 2.27. Зависимость степени поляризации жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли. Подробное описание приведено в легенде под графиком. Справочная информация дана в таблице 6.

На рисунках 2.28, 2.29 представлены расчеты степени поляризации для моделей с ионно-звуковой турбулентностью (штриховые линии) для изотропного и анизотропного источника электронов при  $\delta=3,5$  различной концентрации плазмы в вершине и отношении  $B_{\text{max}}/B_0$ . Во всех случаях в результате полной изотропизации электронов наблюдается уменьшение степени поляризации до нуля.



- #1;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ⊙·· #2;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ◇— #3;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ◇·· #4;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- #5;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=8.0e+10\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ◇·· #6;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=8.0e+10\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ◇— #7;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=5.0e+10\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ◇·· #8;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=5.0e+10\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ★— #9;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=5$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- +·· #10;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=5$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ▷— #11;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=5$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ▷·· #12;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=5$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ◇— #13;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=5$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=8.0e+10\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B=0$ ;
- ×·· #14;  $S(\alpha)=1$ ;  $\delta=5$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=8.0e+10\text{cm}^{-3}$ ;  $W^s/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B=0$ ;

Рисунок 2.28. Зависимость степени поляризации жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли. Подробное описание приведено в легенде под графиком. Кривые №7,8 соответствует моделям со смещенным минимумом магнитного поля  $b_1=-2\cdot 10^9\text{см}$ . Справочная информация дана в таблице 6.



- #1;  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^S/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B_0=0$ ;
- ⋯⊙⋯ #2;  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^S/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B_0=0$ ;
- ◇— #3;  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=8.0e+10\text{cm}^{-3}$ ;  $W^S/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B_0=0$ ;
- ⋯☆⋯ #4;  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=2$ ;  $n_0^{LT}=8.0e+10\text{cm}^{-3}$ ;  $W^S/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B_0=0$ ;
- #5;  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^S/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B_0=0$ ;
- ⋯⊙⋯ #6;  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^S/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B_0=0$ ;
- ◇— #7;  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=8.0e+10\text{cm}^{-3}$ ;  $W^S/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B_0=0$ ;
- ⋯☆⋯ #8;  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=8.0e+10\text{cm}^{-3}$ ;  $W^S/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B_0=0$ ;
- \*— #9;  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^S/nk_B T_e=0$ ;  $\delta B/B_0=0$ ;
- ⋯+⋯ #10;  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $\delta=3$ ;  $B_{\max}/B_0=7$ ;  $n_0^{LT}=6.5e+09\text{cm}^{-3}$ ;  $W^S/nk_B T_e=5.00e-05$ ;  $\delta B/B_0=0$ ;

Рисунок 2.29. Зависимость степени поляризации жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли. Подробное описание приведено в легенде под графиком. Кривые №9,10 соответствует моделям со смещенным минимумом магнитного поля  $b_1=-2\cdot 10^9\text{cm}$ . Справочная информация дана в таблице 6.

Таблица 6. Рассмотренные модели.

Влияние магнитных флуктуаций		
$S(\alpha)=1, \delta=3, B_{\max}/B_0 = 2$ и 7, при различной концентрации в вершине	Рисунок 2.24	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Падение степени поляризации при наличии магнитных флуктуаций составляет около 6% только в случаях низкой концентрации плазмы в короне.</li> <li>• При высокой концентрации степень поляризации в моделях с/без магнитных</li> </ul>

		<p>флуктуаций различается не более чем на 2-3%.</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• При асимметричном распределении магнитного поля степень поляризации уменьшается только в полупетле с большим конусом потерь с -17% до -11% при условии, что магнитные флуктуации присутствуют во всей петле. Локализация флуктуаций в вершине оказывается недостаточна чтобы повлиять на поляризацию излучения.</li> </ul>
$S(\alpha)=1, \delta=5, V_{\max}/V_0 = 2$ и 7, при различной концентрации в вершине	Рисунок 2.25	<ul style="list-style-type: none"> <li>• См. выводы для <math>\delta=3</math>.</li> </ul>
$S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha), \delta=3, V_{\max}/V_0 = 2$ и 7, при различной концентрации в вершине	Рисунок 2.26	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Наблюдается слабая чувствительность величины степени поляризации к увеличению концентрации в вершине петли.</li> <li>• При учете магнитных флуктуаций степень поляризации понижается на 10-20% причем тем сильнее, чем выше отношение <math>V_{\max}/V_0</math> и ниже концентрация в вершине.</li> <li>• В диапазоне энергий 75-134кэВ во всех симметричных моделях с флуктуациями степень поляризации понизилась до значений ниже 6%.</li> </ul>
$S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha), \delta=5, V_{\max}/V_0 = 2$ и 7, при различной концентрации в вершине	Рисунок 2.27	<ul style="list-style-type: none"> <li>• См. выводы для <math>\delta=3</math>.</li> </ul>
Влияние ионно-звуковой турбулентности		
$S(\alpha)=1, \delta=3$ и 5, $V_{\max}/V_0 = 2$ и 7, при	Рисунок 2.28	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Степень поляризации ~0%</li> </ul>

различной концентрации в вершине		
$S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$ , $\delta=3$ , $V_{\max}/V_0 = 2$ и $7$ , при различной концентрации в вершине	Рисунок 2.29	<ul style="list-style-type: none"> <li>Степень поляризации <math>\sim 0\%</math></li> </ul>

## 2.5. Влияние магнитных флуктуаций и ионно-звуковой турбулентности на спектр временных задержек

Как было показано в параграфе 1.8. , анализ спектров временных задержек во многих ситуациях может внести ясность в отношении выбора параметров модели. В этой связи следует рассмотреть влияние ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуаций на спектр временных задержек. В таблице 7 дана справочная информация по всем рисункам данного параграфа с краткими выводами.

### 2.5.1. Влияние магнитных флуктуаций на спектр временных задержек

Рассмотрим изотропную модель с параметрами  $\delta=3$ ,  $V_{\max}/V_0=2$ , при различной концентрации в вершине петли, с присутствием магнитных флуктуаций во всей петле или только в вершине петли (рисунок 2.30). Черным кривым соответствуют модели с  $n_0^{LT}=6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , красным -  $n_0^{LT}=8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Спектры задержек для моделей с магнитными флуктуациями отображены штриховыми и штрих-пунктирными линиями. Без магнитных флуктуаций – сплошными линиями. По сравнению с U-образным спектром в модели без магнитных флуктуаций (черная кривая №1) в спектрах с магнитными флуктуациями (кривые №2,3) появляются спадающие участки: в диапазоне 28-150кэВ при наличии магнитных флуктуаций во всей петле или только в высокоэнергичной части  $E > 70 \text{ кэВ}$  в случае локализации магнитных флуктуаций в области вершины петли. До 70кэВ спектр становится растущий. Таким образом, ожидания получить растущий спектр при наличии дополнительного рассеяния не оправдались. В случае присутствия магнитных флуктуаций во всей петле при изначально изотропном источнике происходит усиленное «вымывание» электронов всех энергий из петли ввиду изотропизации квазипоперечных распределений электронов на различных энергиях (которое формируется в случае отсутствия магнитных флуктуаций). В результате,

эффект ловушки за счет неоднородного магнитного поля и кулоновской диффузии нивелируется (кривая №2, 2.30a). Спадающие части в спектре при наличии дополнительного рассеяния в данном случае объясняются тем, что низкоэнергичные электроны сначала «вымываются» из вершины, а затем снова захватываются в «ногах» (в нижней короне – верхней хромосфере). Для их возврата в вершину требуется время. В результате, излучение в вершине на 30-50 кэВ задерживается относительно высокоэнергичной части излучения. При локализации флуктуаций только в области вершины петли эффект нивелирования частичный (кривая №3, 2.30a). При повышении концентрации в корональной части петли вновь доминирует кулоновская диффузия (низкоэнергичные электроны отдают свою энергию быстрее, не успевая покинуть вершину из-за магнитных флуктуаций) и спектры задержек становятся растущими (красные кривые 2.30) вне зависимости от присутствия флуктуаций.

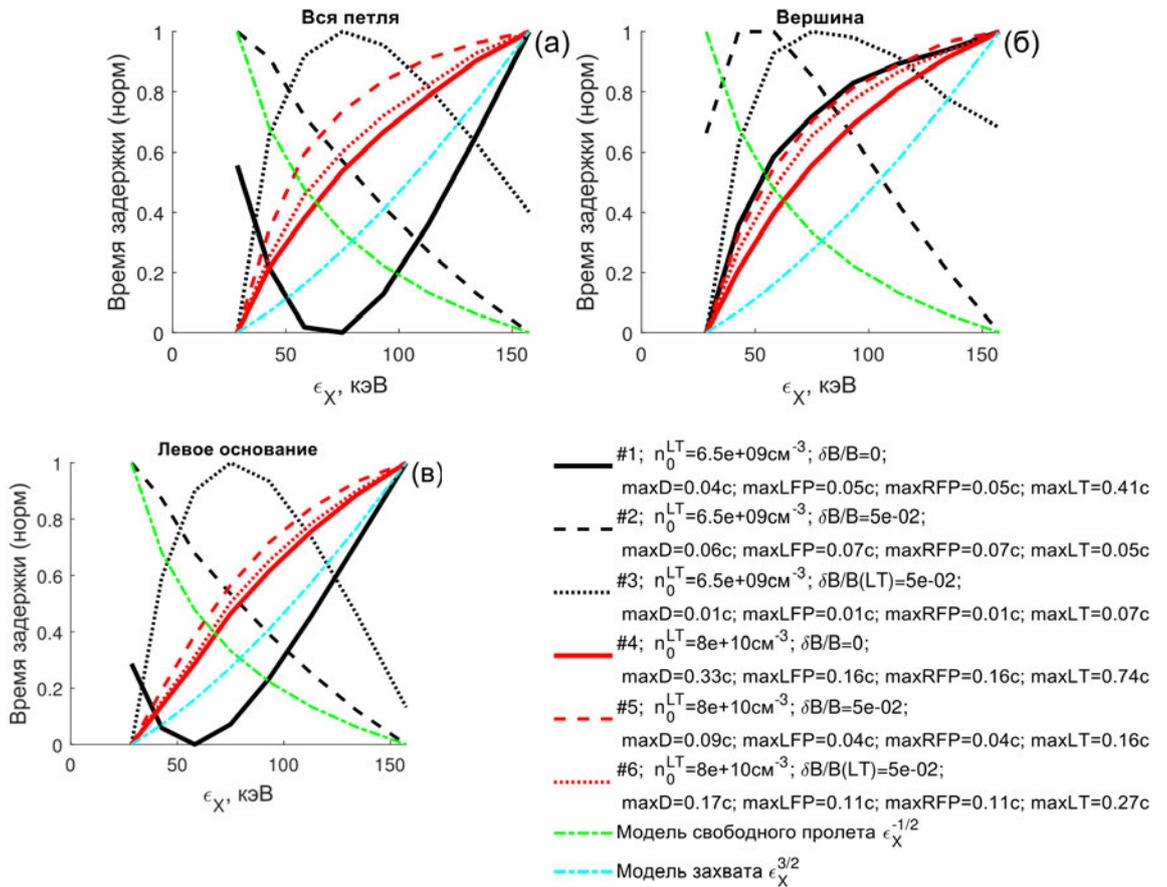


Рисунок 2.30. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 7.  $S(\alpha)=1$ ;  $V_{\text{max}}/V_0=2$ ;  $\delta=3$ .

При смягчении энергетического спектра электронов в источнике эффект уменьшения влияния магнитного отражения за счет рассеяния на магнитных флуктуациях снижается, формируя уже не спадающий спектр, а П-образный в случае однородно распределенных флуктуаций и растущий при локализации только в вершине (рисунок 2.31). Высокая концентрация плазмы, как и в предыдущем случае приводит к доминированию кулоновских столкновений (красные кривые).

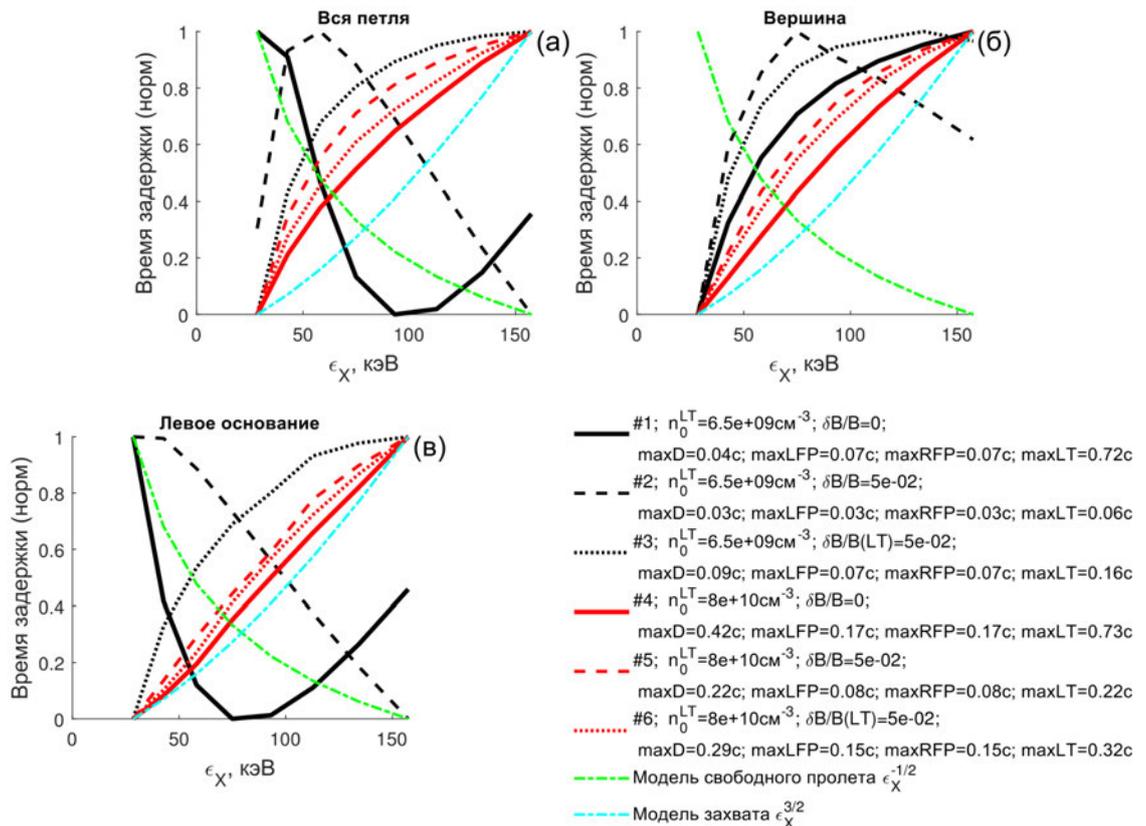


Рисунок 2.31. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 7.  $S(\alpha)=1$ ;  $V_{\text{max}}/V_0=2$ ;  $\delta=5$ .

При увеличении отношения  $V_{\text{max}}/V_0$  до 7 влияние магнитных флуктуаций на форму спектра задержек снижается как для жестких энергетических спектров  $\delta=3$  (черные кривые на рисунке 2.32), так и для  $\delta=5$  (красные кривые на рисунке 2.32). В П-образных профилях меняется энергия излома профиля - увеличивается вплоть до преобразования спектра в растущий при  $\delta=5$ . Это объясняется существенным падением вклада излучения из оснований в интегральный поток при  $V_{\text{max}}/V_0=7$  (в основаниях влияние остается прежним, как видно на рисунке 2.32в, черные кривые).

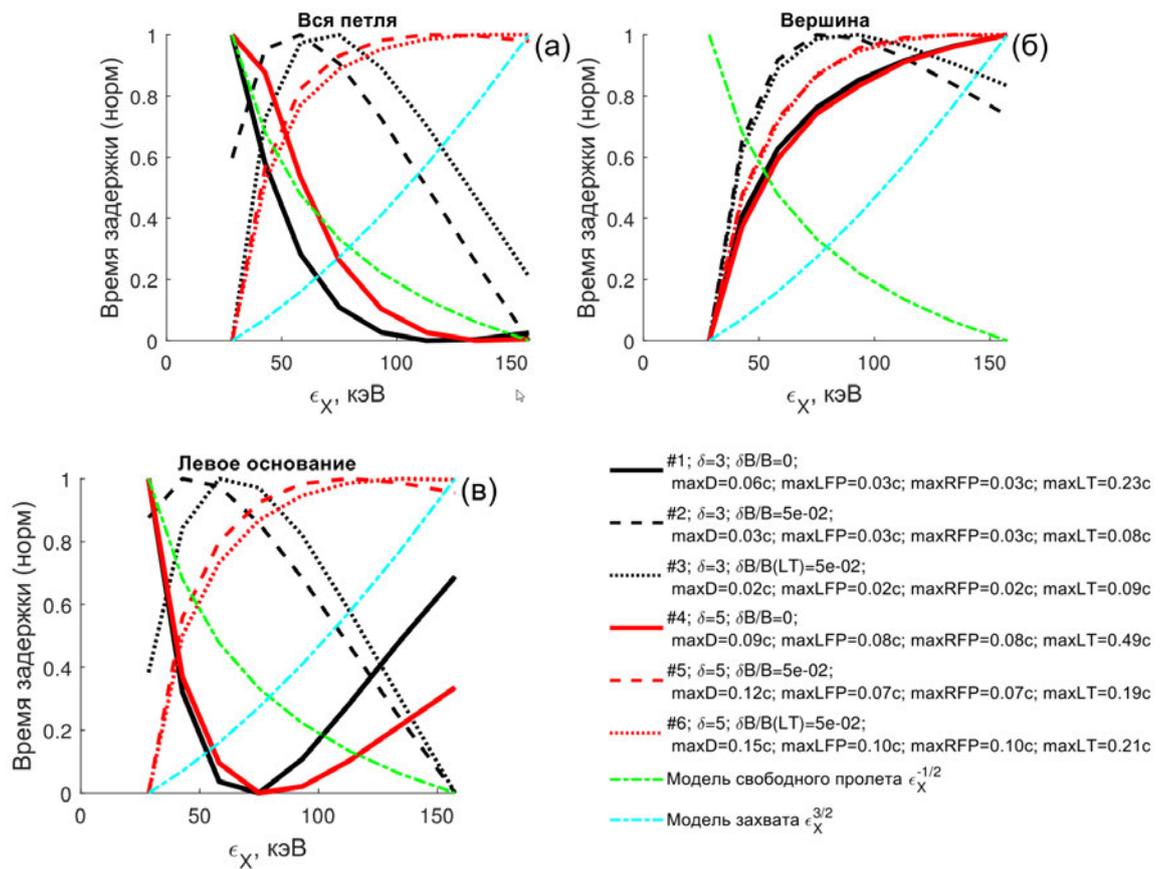


Рисунок 2.32. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 7.  $S(\alpha)=1$ ;  $V_{\max}/V_0=7$ ;  $n_0^{LT}=6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

Рассмотрим теперь влияние магнитных флуктуаций на спектр задержек при анизотропном источнике электронов  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  (рисунок 2.33). В данном случае без магнитных флуктуаций захваченных электронов очень мало в сравнении с пролетными. Анализируя рисунок, можно ошибочно предположить, что изотропизация на однородно распределенных магнитных флуктуациях оказывается не достаточной и не приводит к существенному изменению спектров задержек (кривая №1 и 2, рисунок 2.33). Однако, при локализации флуктуаций в вершине, в отличие от изотропного случая, появляется растущая часть в высокоэнергичной области (кривая №3, 2.33). Из этого можно сделать вывод, что в случае однородно распределенных флуктуаций мы столкнулись с частичным эффектом «вымывания» электронов из области, непосредственно примыкающей к хромосфере, рядом с которой обычно и накапливаются высокоэнергичные электроны при анизотропных источниках (рисунок 2.7).

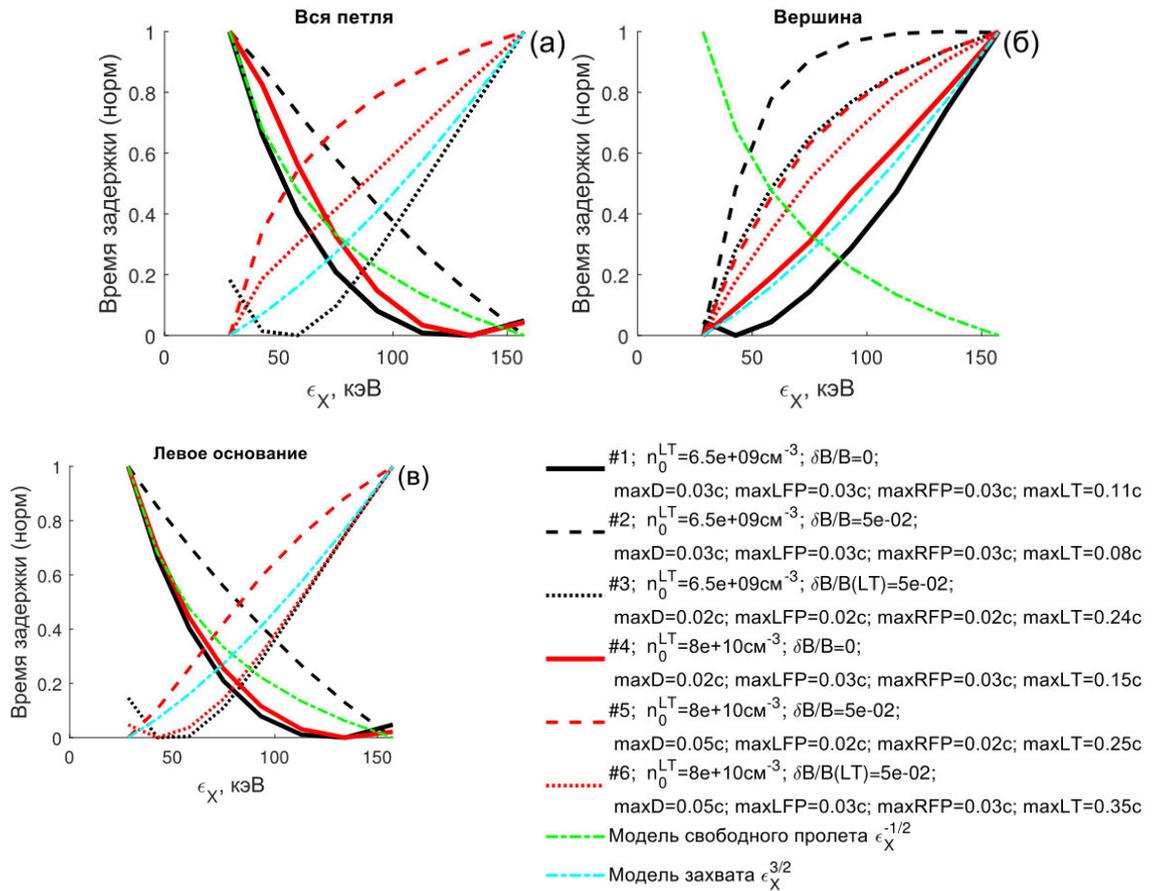


Рисунок 2.33. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 7.  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ ;  $V_{\text{max}}/V_0=2$ ;  $\delta=3$ .

При  $\delta=5$ ,  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ , спектры временных задержек аналогичны предыдущему случаю, однако обилие низкоэнергичных электронов и однородно распределенные магнитные флуктуации приводят к растущей части спектра ниже 60кэВ (кривая №2 на рисунке 2.34а). Это связано с возрастанием вклада излучения из вершины при более мягком спектре электронов в источнике (в основаниях спектр спадающий и не мог сформировать растущую часть в интегральном спектре (кривая №2 на рисунке 2.34в)). При локализованных в вершине флуктуациях сохраняется спадающая часть в области до 75кэВ (то есть ширины турбулентной области не хватило для существенного накопления электронов с низкими энергиями), однако выше 75кэВ возникает растущая часть ввиду более эффективного захвата высокоэнергичных электронов.

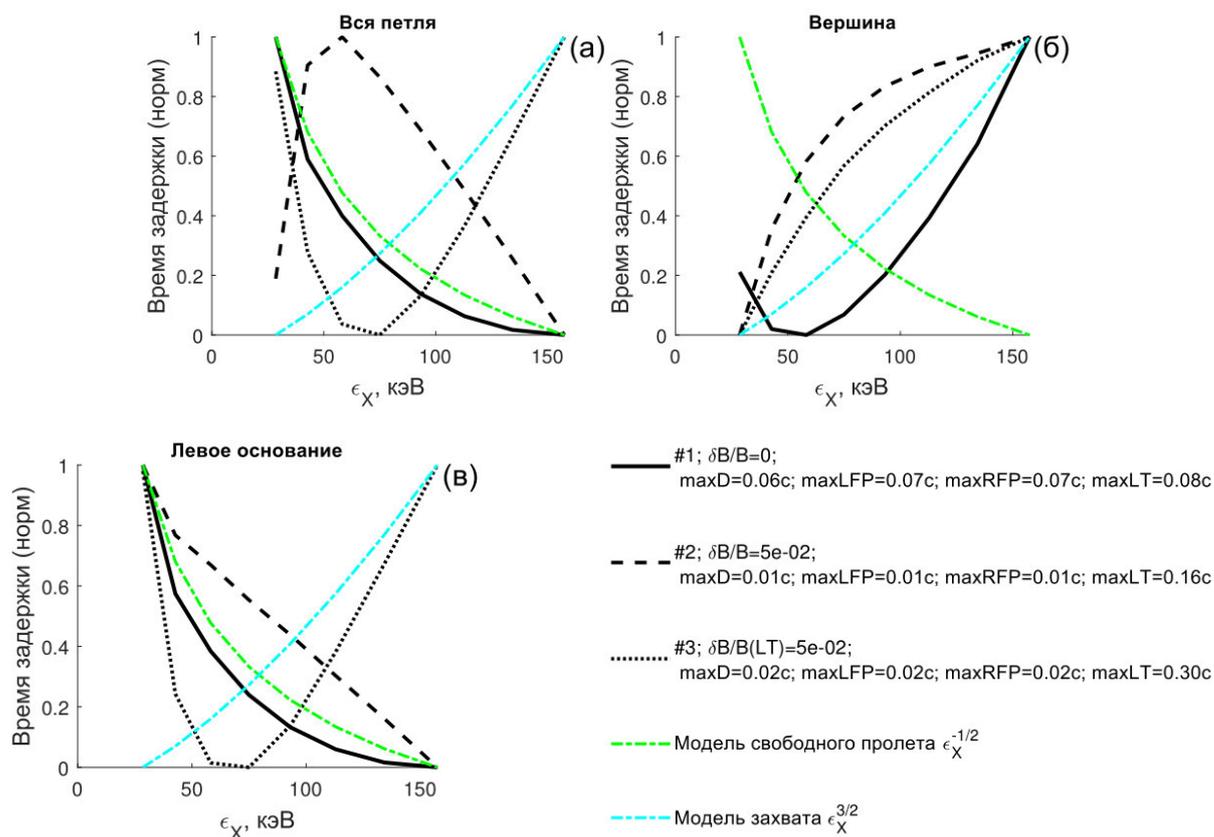


Рисунок 2.34. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 7.  $S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$ ;  $V_{\max}/V_0=2$ ;  $\delta=5$ ,  $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

При высоком отношении  $V_{\max}/V_0 = 7$  вне зависимости от концентрации плазмы в вершине, показателя спектра электронов, присутствия магнитных флуктуаций, спектры временных задержек во всех частях петли растут. Причина такого поведения очевидна – уменьшение конуса потерь привело к увеличению числа захваченных электронов и, таким образом, способствовало улучшению условий для рассеяния на магнитных флуктуациях и/или на ионах плазмы при более высокой концентрации в вершине. В результате оказывается, что в симметричных ловушках с высоким отношением  $V_{\max}/V_0$  влияние магнитных флуктуаций на временные задержки выделить не представляется возможным.

При несимметричном распределении магнитного поля (см. рисунок 1.2б (красная кривая)) независимо от концентрации плазмы в вершине, изотропии источника электронов, сохраняется спадающий спектр задержек в высокоэнергичной области (рисунок 2.35). На низких энергиях в спектре задержек может возникнуть растущая

область при наличии магнитных флуктуаций и условий, благоприятствующих появлению яркой вершины.

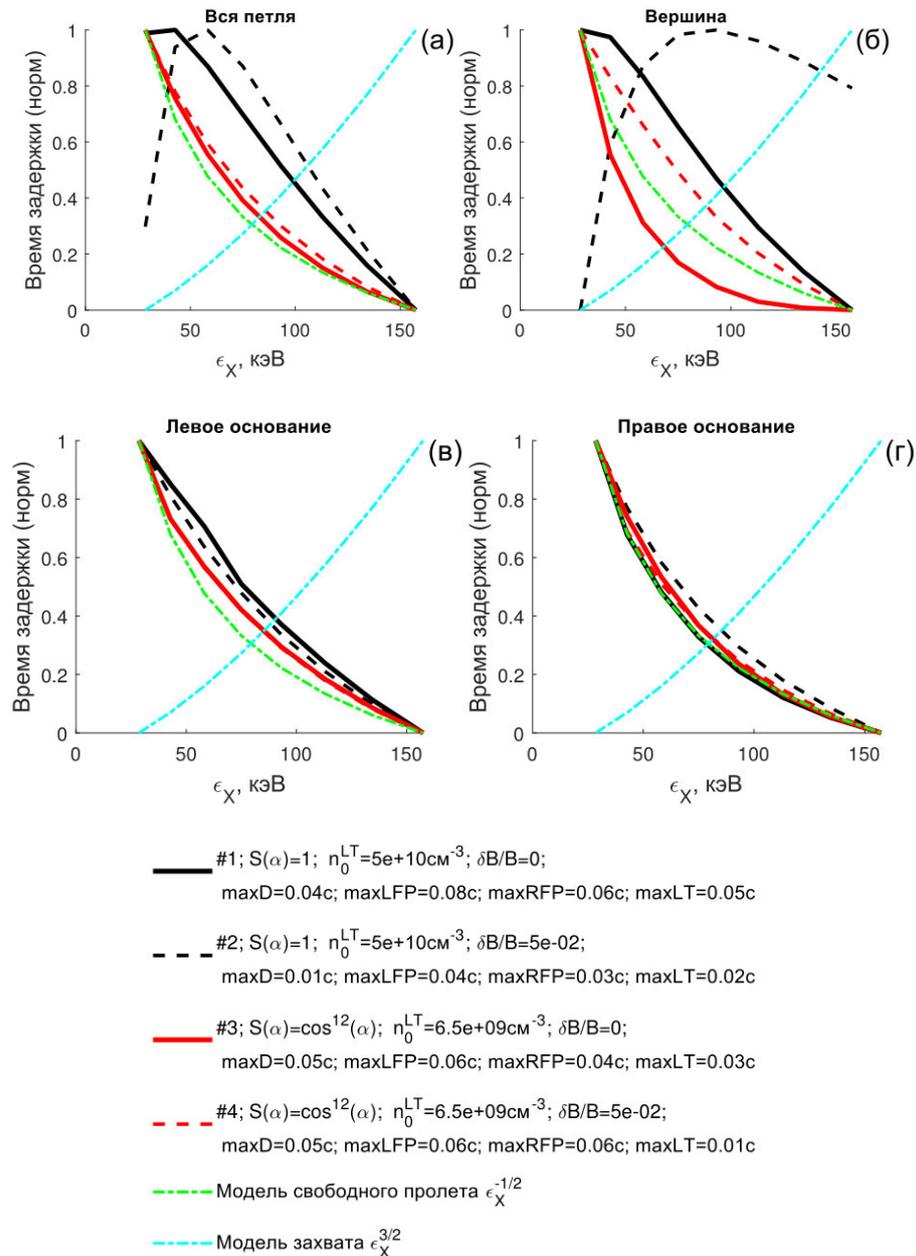


Рисунок 2.35. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 7. Представлены модели с *несимметричным* магнитным полем (см. Рисунок 1.2б (красная кривая)).  $V_{max}/V_0=7$ ;  $\delta=3$ .

### 2.5.2. Влияние ионно-звуковой турбулентности на спектр временных задержек

Перейдем к рассмотрению влияния однородно распределенной ионно-звуковой турбулентности с плотностью энергии  $W^s/nk_B T_e=5 \cdot 10^{-5}$  на спектры временных задержек. На рисунке 2.36 представлена изотропная модель при  $\delta=3$  и  $5$ ,  $V_{max}/V_0 = 2$ . Усиленный

захват низкоэнергичных электронов приводит к яркой вершине и, как следствие, к растущей части интегрального спектра задержек в области энергий 30-80кэВ. В основаниях при этом формируется спадающий спектр задержек пролетного типа (кривые №2,4 на рисунке 2.31).

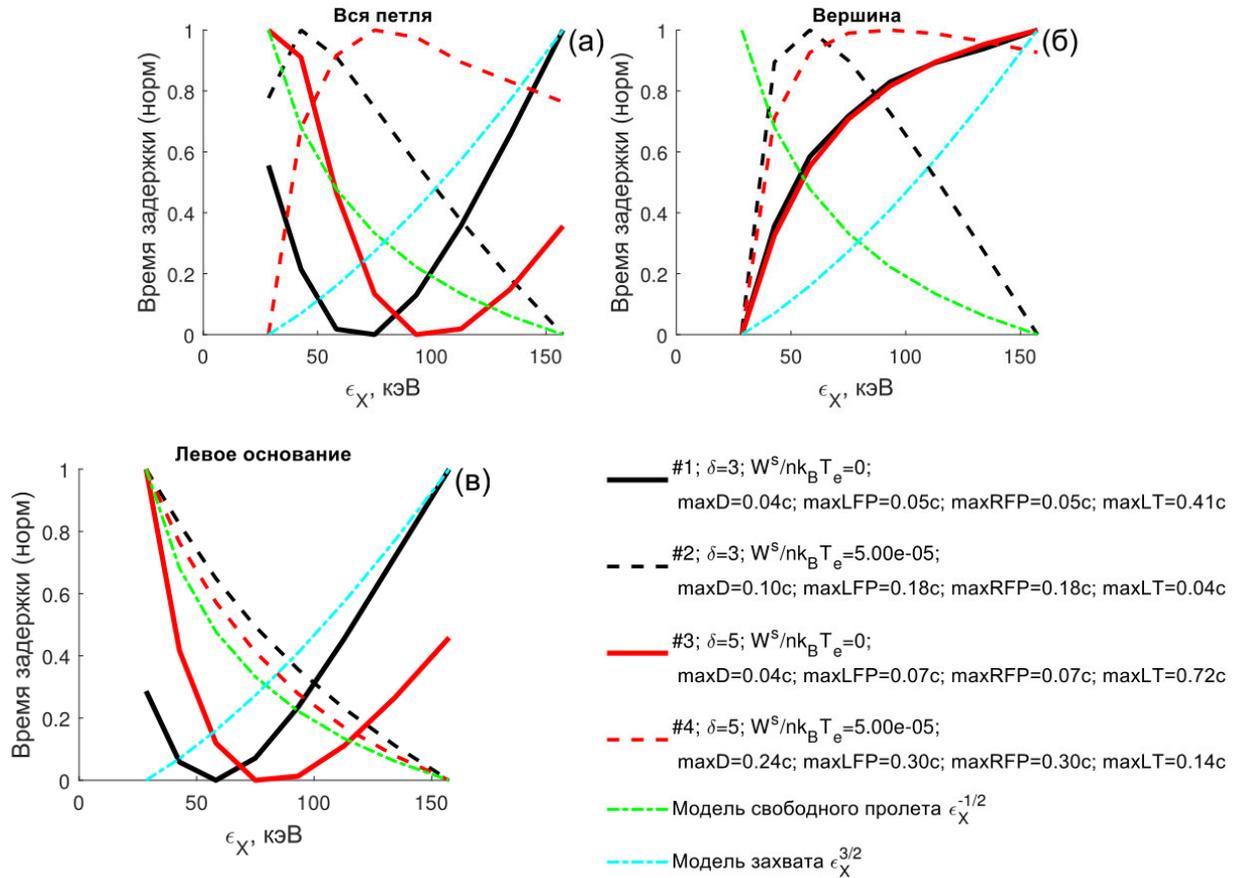


Рисунок 2.36. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 7.  $S(\alpha)=1$ ;  $V_{max}/V_0=2$ ;  $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

При увеличении отношения  $V_{max}/V_0=7$  вклад излучения из вершины становится решающим для всего спектра задержек включая высокоэнергичную часть (рисунок 2.37). Интегральные спектры задержек в моделях с ионно-звуковой турбулентностью (рисунок 2.37а, штриховые черные и красные линии) становятся растущими в низкоэнергичной области. На высоких энергиях спадающие области спектра сохраняются ввиду уменьшения диффузионного коэффициента с ростом энергии электрона (кривая №2, 2.37а). Точка перегиба зависит от жесткости спектра электронов.

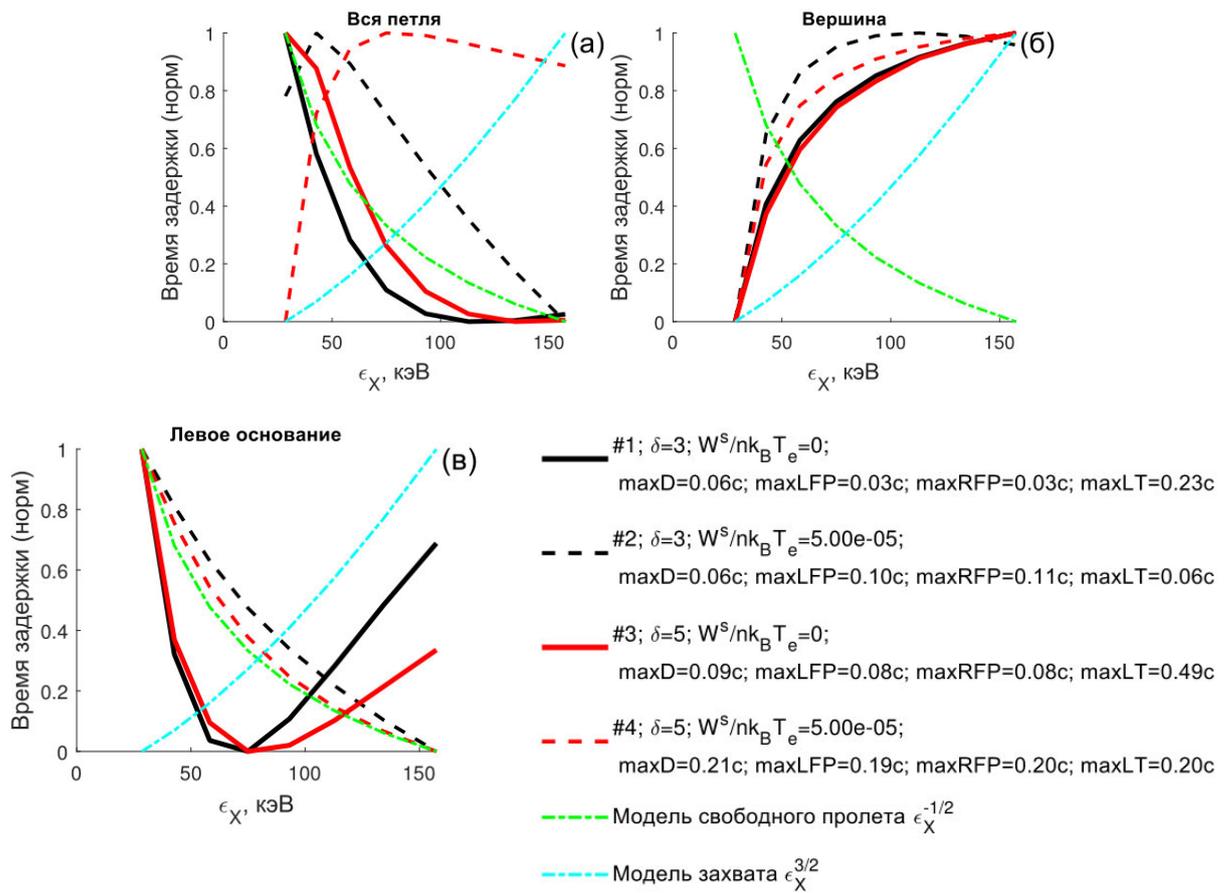


Рисунок 2.37. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 7.  $S(\alpha)=1$ ;  $V_{\max}/V_0=7$ ;  $n_0^{LT}=6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

Анизотропный случай  $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$  представлен на рисунке 2.38. Условия для захвата частиц становятся более благоприятными при смене параметров:  $\delta=3$  &  $V_{\max}/V_0=2$ ,  $\delta=5$  &  $V_{\max}/V_0=2$ ,  $\delta=5$  &  $V_{\max}/V_0=7$  (см. смену цветов кривых с черного на синий). Модели с ионно-звуковой турбулентностью представлены штриховыми линиями. При анализе штриховых линий (последовательно черный, красный, синий) на панели 2.38а видно как увеличивается растущая часть спектра задержек. Таким образом, по аналогии с изотропными источниками, можно сделать вывод, что чем мягче спектр электронов и выше отношение  $V_{\max}/V_0$ , тем сильнее вклад излучения из вершины петли в интегральный поток и тем до больших энергий распространяется растущая часть спектра.

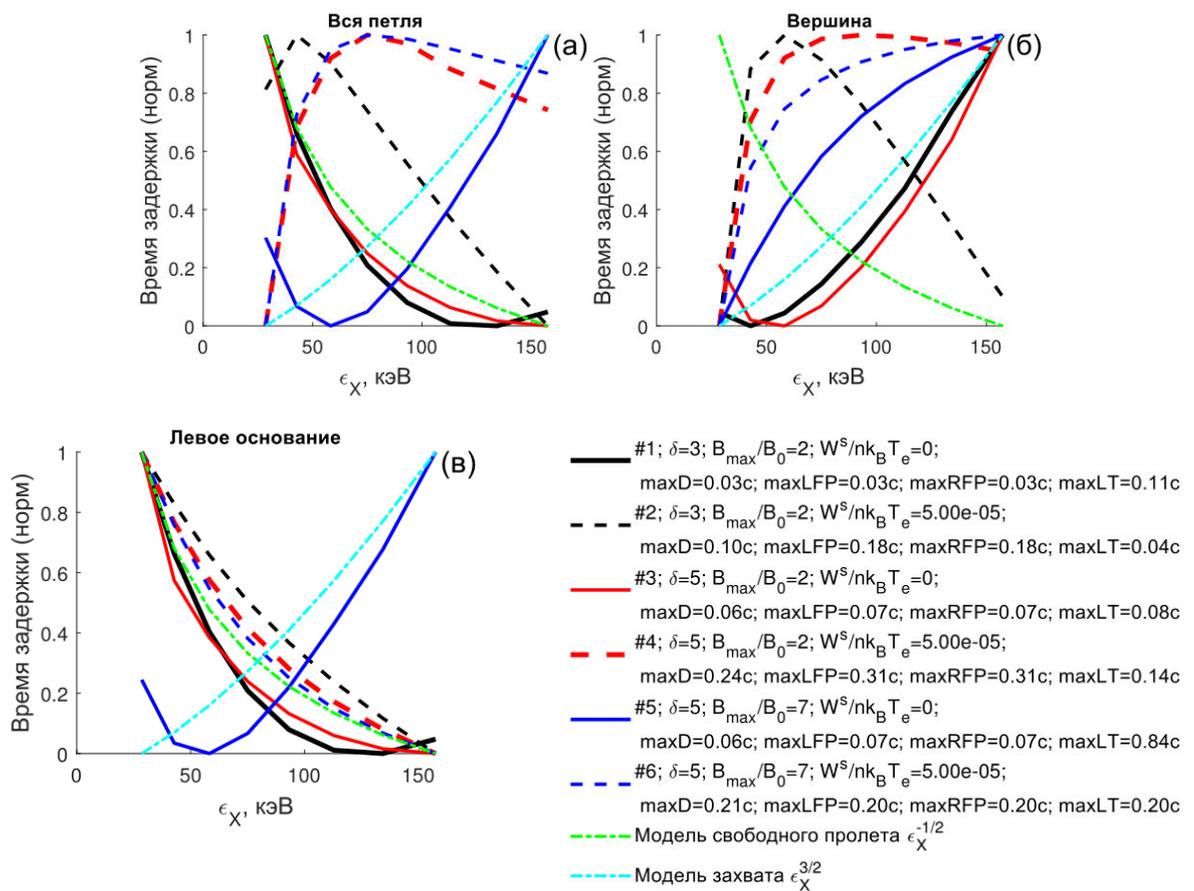


Рисунок 2.38. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 7.  $S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$ ;  $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

При асимметричном распределении магнитного поля вдоль петли модели с ионно-звуковой турбулентностью представлены на рисунке 2.39 штриховыми линиями. В случае анизотропного источника спектр задержек остается спадающим (кривая №4), а в случае  $S(\alpha)=1$  спектр меняется на растущий (кривая №2). То есть, в очередной раз, мы наблюдаем резкое усиление влияния турбулентности при наличии дополнительных факторов, способствующих рассеянию низкоэнергичных частиц, как, например, изотропия источника, высокая концентрация плазмы в вершине. Эти факторы остаются актуальными даже при сильном нарушении симметрии магнитного поля.

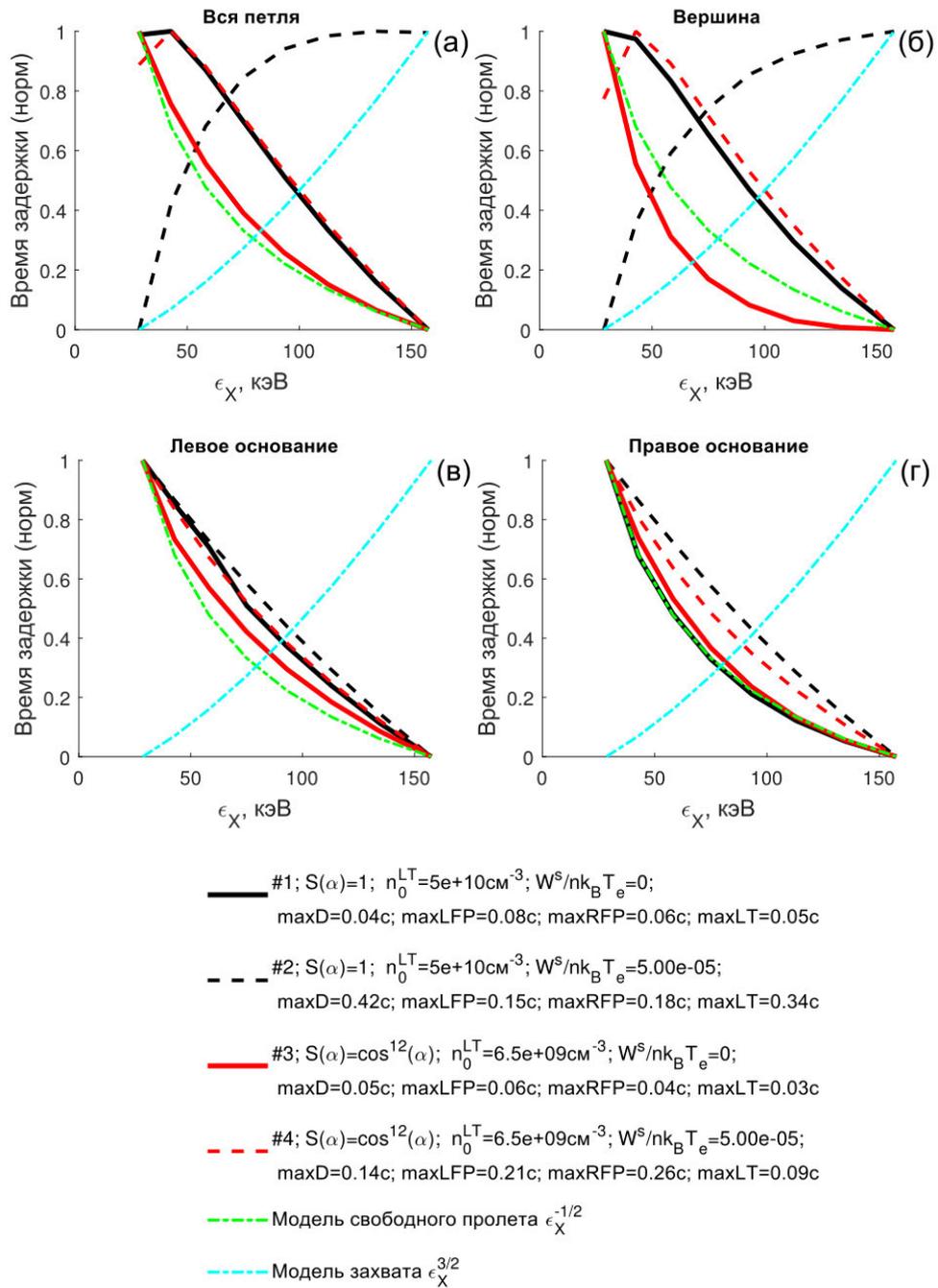


Рисунок 2.39. На панели (а) представлен спектр временных задержек для интегрального по всей петле потока. На панелях (б,в) – для областей в вершине и основаниях магнитной петли. Справочная информация дана в таблице 7.  $V_{\text{max}}/V_0=7$ ;  $\delta=3$ .

Таблица 7. Рассмотренные модели

Влияние магнитных флуктуаций		
Влияние магнитных флуктуаций при $\delta=3$ , $V_{\text{max}}/V_0 = 2$ , $S(\alpha)=1$ при	Рисунок 2.30	<ul style="list-style-type: none"> <li>Магнитные флуктуации, локализованные во всей петле, меняют спектр задержек на спадающий в результате эффекта увеличения пробега низкоэнергичных</li> </ul>

различной концентрации плазмы в вершине петли		<p>электронов (из вершины в «ноги» и обратно).</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Магнитные флуктуации, локализованные в вершине, создают спадающий спектр в высокоэнергичной части спектра.</li> <li>• Высокая концентрация нивелирует влияние магнитных флуктуаций.</li> </ul>
Влияние магнитных флуктуаций при $\delta=5$ , $V_{\max}/B_0 = 2$ , $S(\alpha)=1$ при различной концентрации плазмы в вершине петли	Рисунок 2.31	<ul style="list-style-type: none"> <li>• При смягчении энергетического спектра электронов в источнике эффект нивелирования магнитной ловушки за счет магнитных флуктуаций снижается (спектры сохраняют или увеличивают растущие части).</li> <li>• Высокая концентрация, как и в предыдущем случае приводит к доминированию кулоновских столкновений.</li> </ul>
Влияние магнитных флуктуаций при $\delta=3,5$ , $V_{\max}/B_0 = 7$ , $S(\alpha)=1$	Рисунок 2.32	<ul style="list-style-type: none"> <li>• При увеличении отношения <math>V_{\max}/B_0</math> до семи влияние магнитных флуктуаций на форму интегрального спектра задержек уменьшается.</li> <li>• Влияние концентрации аналогично предыдущим случаям (модели не приведены).</li> </ul>
Влияние магнитных флуктуаций при $\delta=3$ , $V_{\max}/B_0 = 2$ , $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$ при различной концентрации плазмы в вершине петли	Рисунок 2.33	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Спадающий спектр не меняется при однородно распределенных м.фл. в связи с «вымыванием» электронов из области вблизи хромосферы.</li> <li>• При м.фл. в вершине, растущая часть в спектре задержек появляется в высокоэнергичной области (в отличие от <math>S(\alpha)=1</math>).</li> </ul>
Влияние магнитных флуктуаций при $\delta=5$ , $V_{\max}/B_0 = 2$ , $S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)$	Рисунок 2.34	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Обилие низкоэнергичных электронов и однородно распределенные магнитные флуктуации приводят к растущей части спектра ниже 60кэВ (это связано с возрастанием вклада излучения из вершины</li> </ul>

		<p>при более мягком спектре электронов в источнике)</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• При локализованных в вершине флуктуациях сохраняется спадающая часть в области до 75кэВ, однако выше 75кэВ возникает растущая часть ввиду более эффективного захвата высокоэнергичных электронов. Низкоэнергичные при этом не успевают накопиться в достаточном количестве.</li> </ul>
<p>Влияние магнитных флуктуаций при <math>\delta=3,5</math>, <math>V_{\max}/V_0 = 7</math>, <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math> при различной концентрации плазмы в вершине петли</p>		<ul style="list-style-type: none"> <li>• При высоком отношении <math>V_{\max}/V_0</math> спектры задержек растущие вне зависимости от присутствия магнитных флуктуаций и показателя спектра электронов (для <math>\delta=5</math> кривые не приведены)</li> <li>• Т.о., как и при <math>S(\alpha)=1</math>, в симметричных ловушках с высоким отношением <math>V_{\max}/V_0</math> влияние магнитных флуктуаций на временные задержки выделить не представляется возможным.</li> </ul>
<p>Влияние магнитных флуктуаций при асимметричном магнитном поле для <math>S(\alpha)=1</math>, <math>\delta=3</math></p>	<p>Рисунок 2.35</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Преимущественно сохраняются спадающие спектры.</li> <li>• В низкоэнергичной части может возникнуть растущая часть при наличии м.фл. и условий благоприятствующих появлению яркой вершины.</li> </ul>
<p>Влияние ионно-звуковой турбулентности</p>		
<p>Влияние и.зв. турбулентности при <math>\delta=3</math> и 5, <math>V_{\max}/V_0 = 2</math>, <math>S(\alpha)=1</math></p>	<p>Рисунок 2.36</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• В низкоэнергичной части интегрального спектра формируется растущая часть из-за усиления вклада вершины. В основаниях же спектр становится спадающим.</li> <li>• При совместном учете м.фл. и и.зв.т. изменений в спектре не наблюдается в сравнении с только и.зв.т. (модели не приведены)</li> </ul>

<p>Влияние и.зв. турбулентности при <math>\delta=3</math> и <math>5</math>, <math>V_{\max}/V_0 = 7</math>, <math>S(\alpha)=1</math></p>	<p>Рисунок 2.37</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• При увеличении <math>V_{\max}/V_0</math> вклад излучения из вершины становится решающим для всего спектра задержек. Интегральные спектры задержек становятся растущими в низкоэнергичной области. На высоких энергиях спадающие области спектра сохраняются. Точка перегиба зависит от жесткости спектра электронов.</li> <li>• При совместном учете м.ф.л. и и.зв.т. изменений в спектре не наблюдается в сравнении с только и.зв.т. (модели не приведены).</li> <li>• При высокой концентрации в вершине все спектры растущие и выделить влияние и.зв.т. не представляется возможным (модели не приведены).</li> </ul>
<p>Влияние и.зв. турбулентности при <math>\delta=3</math> и <math>5</math>, <math>V_{\max}/V_0 = 2</math> и <math>7</math>, <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math></p>	<p>Рисунок 2.38</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Чем мягче спектр электронов и выше отношение <math>V_{\max}/V_0</math>, тем сильнее вклад излучения из вершины петли в интегральный поток и тем до бóльших энергий распространяется растущая часть спектра.</li> <li>• При высокой концентрации в вершине все <i>интегральные</i> спектры растущие и выделить влияние и.зв.т. не представляется возможным (модели не приведены).</li> </ul>
<p>Влияние асимметричного распределения магнитного поля в присутствии и.зв.т. при <math>S(\alpha)=1</math>, <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math></p>	<p>Рисунок 2.39</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Происходит резкое усиление влияния турбулентности (появляются растущие спектры) при наличии дополнительных факторов, способствующих рассеянию низкоэнергичных частиц (т.е. сказанное не имеет отношения к источникам типа <math>S(\alpha)=\cos^{12}(\alpha)</math>, <math>\delta=3</math>).</li> </ul>

## 2.6. Анализ спектров временных задержек в событии 13 мая 2013 года

Полный комплекс моделирования каждого события представляет собой весьма трудоемкую задачу. Часто не хватает данных для задания начальных условий. Например, если событие произошло на лимбе, для него не представляется возможным провести экстраполяцию магнитного поля по магнитограмме. Однако, проведенные в данной работе вычисления моделей с различными условиями позволяют по наблюдаемому излучению предложить ряд гипотез, которые нельзя было бы сделать в отсутствие разработанного численного аппарата. Рассмотрим в качестве примера событие 13 мая 2013 года.

Вспышка SOL 2013-05-13T15:59:58 произошла на лимбе Солнца. Рентгеновский класс X2.8. Изображения в УФ-линии  $171\text{\AA}$  SDO/AIA показывают наличие яркой петлевой структуры на лимбе в тот же интервал времени.

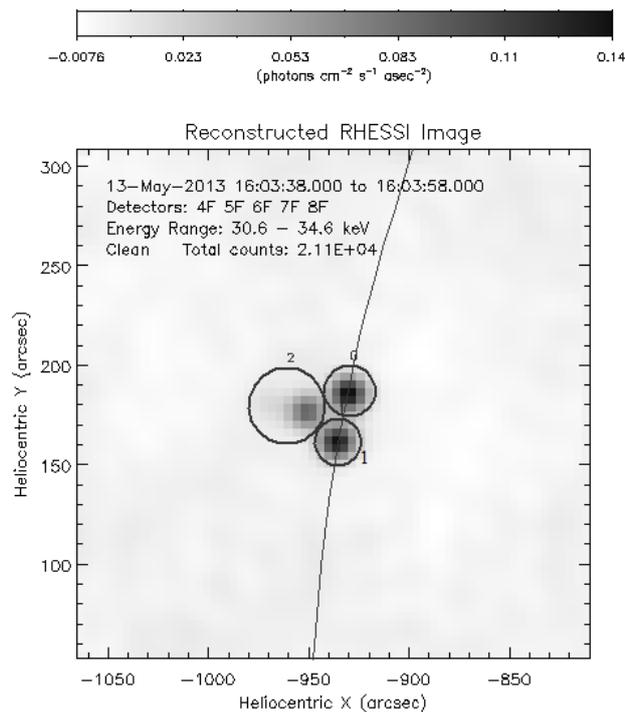


Рисунок 2.40. Изображение, полученное на спутнике RHESSI в диапазоне энергий 30.6-34.6 кэВ. Боксы 0,1,2 соответствуют локальным областям, рассмотренным далее.

На рисунке 2.40 приведено рентгеновское изображение в диапазоне энергий 30.6-34.6 кэВ, полученное на спутнике RHESSI. Из рисунка 2.40 следует наличие трех локальных источников ЖРИ. Логично предположить, что ЖРИ из бокса 2 соответствует

излучению из вершины петли, а два других источника 0 и 1 принадлежат ее основаниям. Временные профили ЖРИ, зарегистрированные спектрометром RHESSI, представлены на рисунке 2.41 (нижняя панель) для каждого бокса. Отметим в структуре излучения три мощных пика, а также практически идентичные потоки из оснований. На рисунке 2.42 приведены отношения яркости в вершине к яркости основания 1 в нескольких энергетических диапазонах. Отметим, что с ростом энергии излучения вклад источника в вершине в общий поток уменьшается. Однако, примечательно, что сама по себе мощность вершинного источника составляет 30-100% от мощности источника в основании в диапазоне энергий 30-100кэВ.

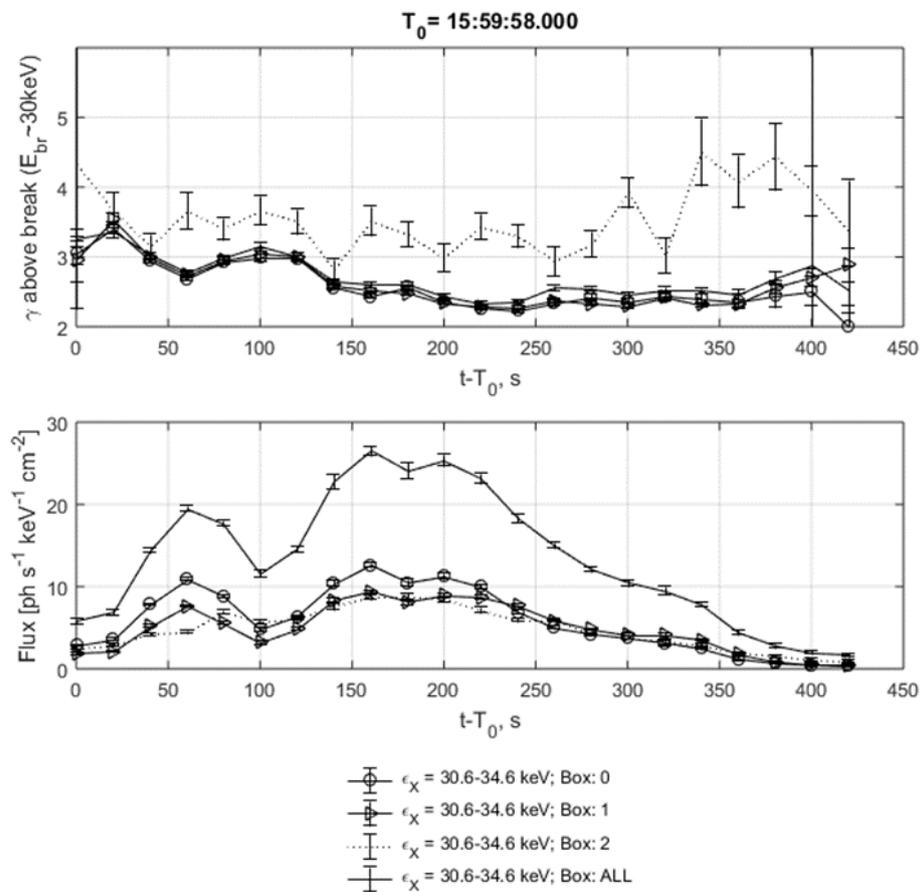


Рисунок 2.41. На верхней панели представлена зависимость от времени значений показателей энергетического спектра для боксов 0,1,2. На нижней панели даны потоки излучения из областей 0,1,2.

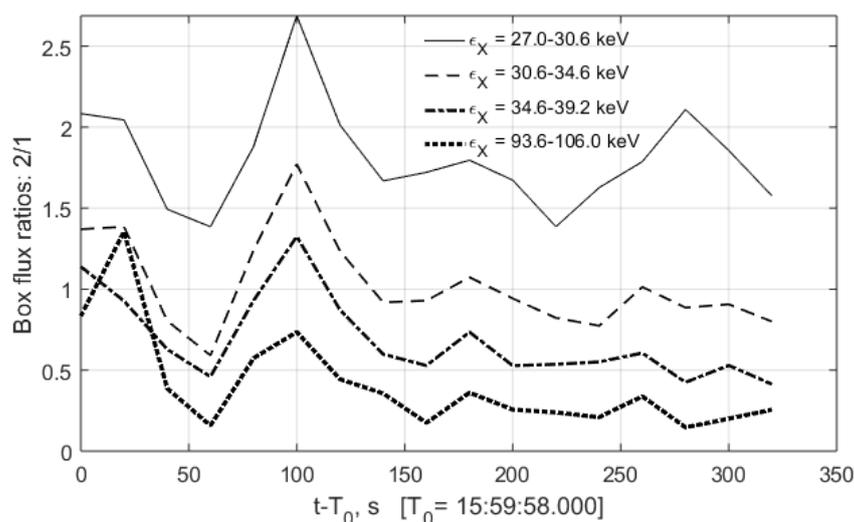


Рисунок 2.42. Отношения потоков излучения источника в вершине (бокс 2) к источнику в основании (бокс 1) для четырех энергетических диапазонов.

ЖР изображения получены методом Clean в 20-ти энергетических диапазонах от 10кэВ до 120 кэВ с временным разрешением 20с. Энергетический спектр в каждом боксе фитировался в программе OSPEX тепловой и двухстепенной функциями. Во всех случаях точка излома спектра оказалась вблизи 30 кэВ. На рисунке 2.41 на верхней панели представлена временная зависимость показателя энергетического спектра выше точки излома. Отметим, что для ЖРИ из оснований (боксы 0, 1) энергетические спектры ужестчаются с ростом потока излучения с последующим смягчением на спаде, то есть наблюдается изменение спектра типа Soft-Hard-Soft, которое проявляется при каждом усилении интенсивности излучения (рисунок 2.41, нижняя панель). Характер изменения спектра ЖРИ в вершине иной, чем в основаниях – усиление интенсивности приводит к смягчению энергетического спектра.

Рассмотрим спектры временных задержек ЖРИ, полученные при построении корреляционной функции пары временных рядов для различных диапазонов энергий. Динамика спектра временных задержек представлена на рисунке 2.43 для трех пиков излучения. Первым двум пикам соответствует U-образный вид спектра задержек, который для интервала третьего пика становится растущим. Наличие коронального источника в данном событии и U-образного спектра в первых двух пиках свидетельствует о значительном градиенте магнитного поля в основаниях магнитной петли. Концентрация фоновой плазмы в эти моменты времени должна быть недостаточно большой ( $n_0 < 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ), иначе спектр задержек был бы исключительно

растущим, что мы и наблюдаем на третьем, самом мощном пике. Таким образом, опираясь на опыт детальных кинетических расчетов, можно проводить предварительную оценку влияния различных условий во вспышечной петле. В данном событии можно предположить умеренный уровень турбулентности – способствующий захвату частиц и повышению яркости вершины, но не достаточный для изменения спектра задержек на спадающий.

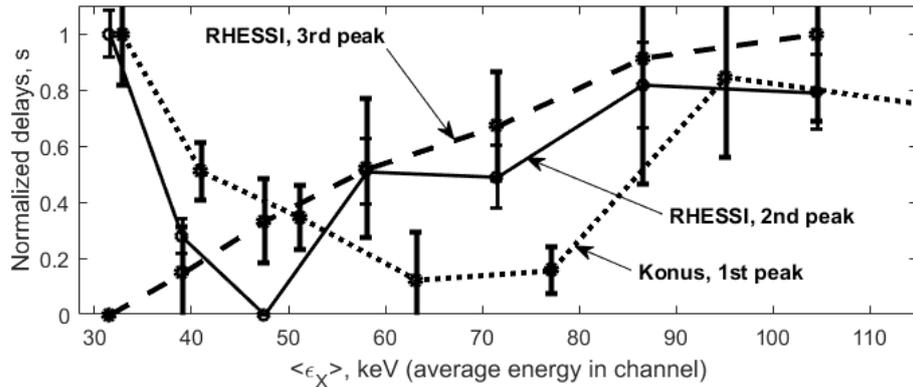


Рисунок 2.43. Спектр временных задержек по данным приборов RHESSI и KONUS-Wind.

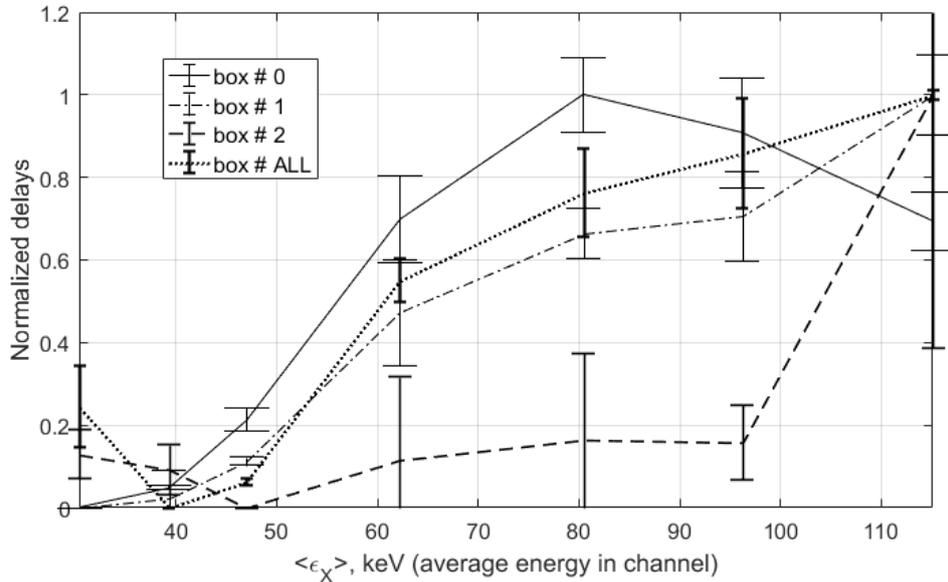


Рисунок 2.44. Спектры временных задержек для локальных областей 0,1,2.

Опираясь на предыдущие расчеты кинетики пучка можно заключить, что для создания столь мощного источника высоко в короне требуется одновременное выполнение условий: присутствие высокого градиента магнитного поля с  $V_{\max}/V_0 > 7$

(причем, в симметричной конфигурации), высокой концентрация вспышечной плазмы  $n_0 > 10^{10} \text{см}^{-3}$ , присутствие турбулентности. По отдельности подобный эффект возможен только за счет турбулентности. Однако, влияние турбулентности, вероятно, не является решающим ввиду характера спектра временных задержек для каждого локального источника в момент времени третьего пика. Кинетические расчеты динамики пучка ускоренных электронов с присутствием ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуаций свидетельствуют о более вероятном появлении спадающих спектров задержек выше 50-60кэВ в основаниях петли, что наблюдается лишь для бокса 0 (северное основание). Таким образом, в данном событии по совокупности данных можно заключить, что к захвату частиц предрасполагает набор нескольких условий: высокая концентрация фоновой плазмы в корональной части магнитной петли, высокий градиент магнитного поля в основаниях, симметричность магнитной ловушки, умеренный уровень турбулентности типа ионно-звуковой. Моделирование распространения ускоренных электронов свидетельствует о том, что кинетические эффекты не способны привести к существенной вариации наклона энергетического спектра электронов и их излучения в основаниях петли. Таким образом, скорее всего, изменение спектра SHS определяется процессом ускорения электронов. Тем не менее, отличие в поведении спектра излучения в вершине (бокс 2) говорит о возможном присутствии турбулентности (например, ионно-звуковой), для которой энергетическая зависимость коэффициента диффузии обратно пропорциональна скорости электрона, что способствует захвату, в первую очередь, низко энергичных электронов. Высокоэнергичные электроны при этом беспрепятственно достигают оснований магнитной петли.

## 2.7. Выводы к главе 2

В данном параграфе рассмотрено влияние магнитных флуктуаций и ионно-звуковой турбулентности на энергетическое и пространственное распределения электронов и рентгеновского излучения во вспышечной петле Солнца. Для изотропного распределения электронов показано, что присутствие магнитных флуктуаций (однородно распределенных или локализованных в корональной части петли с характерным масштабом  $\sim 10 \text{Мм}$ ) при  $\lambda_B = 10^7 \text{см}$ ,  $\delta B/B = 5 \cdot 10^{-2}$  приводит, в момент максимума инжекции электронов, к существенному усилению интенсивности жесткого рентгеновского излучения в основаниях петли в 1.6-2.5 раза. Яркость источника в

вершине при этом становится несколько слабее. Данный эффект практически не зависит от жесткости спектра электронов в источнике и от градиента магнитного поля.

Если ускорение электронов происходит вдоль направления магнитного поля в узком конусе питч-углов, то в результате рассеяния на флуктуациях магнитного поля, интенсивность рентгеновского излучения увеличивается практически вдоль всей петли в  $\sim 2-3$  раза и ослабевает в основаниях на  $\sim 30\%$ . При асимметричной инжекции возрастает яркость противоположной направлению впрыска части петли. Данные эффекты ярко проявляют себя в микроволновом диапазоне длин волн, так как поток рентгеновского излучения в вершине петли, при распределении электронов с малым раствором углов вдоль магнитного поля, остается очень низким.

При ассоциировании корональных магнитных структур, полученных различными методами аппроксимации магнитного поля фотосферы, очень часто возникают асимметричные конфигурации, в которых отношение  $V_{\max}/V_0$  различное в противоположных основаниях. В такой магнитной петле перечисленные выше эффекты существенно ослабевают.

Энергетические спектры излучения в основаниях при рассеянии на флуктуациях магнитного поля становятся более жесткими на  $\sim 0.2-0.6$  единицы. Эффект тем выше, чем изотропнее источник и выше  $V_{\max}/V_0$ , и уменьшается с ростом концентрации плазмы в вершине петли. Таким образом, в анизотропных источниках при  $V_{\max}/V_0 < 5$  спектры качественно не изменяются.

Различие распределения яркости ЖР излучения в изотропной и анизотропных моделях связано с тем, что, например, когда турбулентность присутствует во всей петле, то в изотропном случае в вершине изотропизация электронов приводит к уменьшению числа электронов в вершине (т.к. распределение электронов по поперечным импульсам переходит в изотропное), но к их захвату в промежуточной области (т.к. распределение электронов по продольным импульсам переходит в изотропное и доля электронов с питч-углами в области  $90$  градусов возрастает). В анизотропном же случае в вершине распределение электронов по питч-углам – квазипродольное, а не квазипоперечное, как в изотропном случае. Поэтому, в анизотропной модели изотропизация электронов в результате рассеяния на магнитных флуктуациях приводит к усиленному захвату электронов как в вершине петли, так и в промежуточной части петли. Таким образом, наличие турбулентности приводит к увеличению яркости ЖР излучения, причем в основаниях в основном в изотропных моделях, а в вершине в основном в анизотропных

моделях. В не симметричных моделях усиление в вершине и «ногах» петли может быть разным и зависит от степени не симметричности углового распределения электронов в инжекторе. Подобное влияние магнитных флуктуаций имеет место для достаточно высоких значений параметра  $\delta B/B=5 \cdot 10^{-2}$ . С уменьшением  $\delta B/B$  или увеличением  $\lambda_B$  роль рассеяния на неоднородностях магнитного поля снижается.

В изотропных моделях при рассеянии электронов на ионно-звуковой турбулентности с плотностью энергии  $W^s/nk_B T_e=5 \cdot 10^{-5}$  области локализации электронов в петле и, соответственно, излучения отличаются от случая рассеяния на магнитных флуктуациях. Низкоэнергичные электроны с энергией до  $\sim 70$  кэВ накапливаются преимущественно в вершине петли, высокоэнергичные - в области между вершиной и верхними слоями хромосферы. При наличии магнитных флуктуаций высокоэнергичные электроны накапливаются ближе к верхней хромосфере, а число низкоэнергичных электронов в вершине уменьшается. В анизотропных моделях влияние обеих мод турбулентности сходное, приводящее к накоплению электронов в вершине. В не симметричных случаях (ассиметричное магнитное поле или угловое распределение в инжекторе) ионно-звуковая турбулентность оказывается в состоянии препятствовать уходу частиц в конус потерь, что радикально меняет распределение излучения вдоль петли и спектр электронов в основании, делая его жестче на  $\sim 0.8$  единицы. Более того, спектр становится более жестким даже в вершине петли, показатель спектра уменьшается на  $\sim 0.6$  единицы, если первоначальное распределение электронов анизотропное или если магнитное поле не симметрично.

Степень поляризации рентгеновского излучения в диапазоне энергий 28-134 кэВ при учете магнитных флуктуаций уменьшается во всех случаях на 5-20%. Однако, у изотропных и анизотропных моделей есть свои особенности (см. Таблица 6). Например, изотропные модели чувствительны к концентрации плазмы в вершине – при больших значениях влияние флуктуаций снижается. Величина изменений составляет  $\sim 6\%$ . А анизотропные модели более чувствительны к градиенту магнитного поля. Поляризация падает приблизительно на 10-20%, причем сильнее в высокоэнергичном диапазоне энергий. Наклон энергетического спектра существенного влияния не оказывает. При учете ионно-звуковой моды степень поляризации во всех случаях падает практически до нуля в рассмотренном диапазоне энергий 28-134 кэВ.

В изменении спектров временных задержек при влиянии магнитных флуктуаций или ионно-звуковой турбулентности можно выделить как общие черты, так и отличия. В обоих случаях становится сложно выделить влияние турбулентности при высокой концентрации плазмы в корональной части петли, начиная со значений  $n_0^{LT} \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и/или при  $V_{\text{max}}/V_0 > 7$ . В случаях симметричного и асимметричного магнитных полей тенденция к появлению растущих спектров задержек тем выше, чем больше факторов, predisposing к захвату частиц. Среди таких факторов кроме высоких значений  $n_0^{LT}$ ,  $V_{\text{max}}/V_0$  можно выделить: присутствие турбулентности (с достаточной плотностью энергии) одновременно с существованием изотропного источника и/или мягкого спектра электронов.

К сложным можно отнести ситуации с умеренными значениями параметров с диффузионным коэффициентом, растущим с увеличением энергии электронов (магнитными флуктуациями). Например, при рассеянии на магнитных флуктуациях, при  $n_0^{LT} < 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $V_{\text{max}}/V_0 = 2$ ,  $\delta = 3$ ,  $S(\alpha) = 1$  в спектрах задержек, несмотря на наличие дополнительного рассеяния, появляются спадающие части, либо весь спектр становится спадающим. В анизотропном же случае растущие области спектра задержек могут появляться в высокоэнергичной области с сохранением спадающих спектров до 75кэВ.

Анализ данных RHESSI и Konus-Wind [14] события 13 мая 2013 года (параграф 2.6. ) без детальных кинетических расчетов показал принципиальную возможность проводить предварительную оценку влияния различных условий во вспышечной петле по данным наблюдений жесткого рентгеновского излучения, опираясь на модельные численные результаты. Показано, что в данном событии по совокупности данных можно заключить, что к захвату частиц predisposes набор нескольких условий: высокая концентрация фоновой плазмы в корональной части магнитной петли  $> 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , причем растущая с течением времени, высокий градиент магнитного поля в основаниях  $V_{\text{max}}/V_0 > 7$ , симметричность магнитной ловушки, умеренный уровень турбулентности типа ионно-звуковой.

### Глава 3. Моделирование распространения ускоренных электронов во время вспышек на Солнце

В данной Главе на основе наблюдений на RHESSI, Nobeyama Radioheliograph, MDI/SOHO, HMI/SDO для конкретных солнечных событий предложены модели геометрии вспышечной петли, распределение магнитного поля, определены параметры плазмы, рассчитаны процесс распространения ускоренных электронов, поток и пространственное распределение вдоль петли рентгеновского и радиоизлучения. Моделирование проводилось на основе решения релятивистского уравнения Фоккера - Планка (5) с учетом дополнительных механизмов питч-угловой диффузии электронов на ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуациях. Приведем некоторые причины, ограничивающие точность определения характеристик пучка и плазмы. Точность оценки общей энергии, переносимой ускоренными электронами в петле, зависит от корректности определения значения энергии в области наложения спектров теплового и не теплового излучений [155]. Концентрация ускоренных электронов зависит от объема петли и не известного фактора заполнения. Определение объема петли вызывает затруднения – оценки, получаемые по мягкому и жесткому рентгеновскому излучению различаются в 2-10 раз [155]. Различия могут быть вызваны как не достаточным динамическим диапазоном RHESSI на энергиях 6-8 кэВ, так и методологией определения размеров жестких рентгеновских источников в основаниях [29, 52, 170]. Вклад альбедо также может существенно изменить видимые размеры оснований [100]. В настоящей работе размеры источников в основаниях петли и объем петли определяются в результате согласования моделируемых потоков излучения в жестком рентгеновском диапазоне с наблюдаемым в диапазоне 70-130кэВ (в этой области не существенен вклад альбедо), а также в результате применения реалистичных моделей магнитного поля, в которых выполняется условие сохранения магнитного потока  $B \cdot S = \text{const}$ .

## 3.1. Событие 10 ноября 2002 года

### 3.1.1. Анализ наблюдательных данных

Вспышка SOL2002-11-10T03:06 была выбрана для анализа по следующим причинам: достаточно мощная – рентгеновский класс M2.6, спектр рентгеновского излучения простирается до энергий выше 100 кэВ, имеются четкие изображения рентгеновских и радиоисточников, локализация вспышки на диске Солнца позволяет восстановить магнитное поле по данным MDI/SOHO. Начало вспышки 10 ноября 2002г. по данным спутника GOES соответствовало 03:06:30UT, поток жесткого рентгеновского излучения выше 25 кэВ и излучение на частотах 17 и 34 ГГц начали нарастать в 03:08:30UT (рис. 3.1). Максимум излучения на энергиях 25-50 кэВ достигается в 03:11:44UT. Общая длительность жесткого рентгеновского излучения составила около 5 минут, радиоизлучения – 8 минут. По результатам анализа данных, полученных на RHESSI, MDI и радиогелиографе Нобеяма, были определены характеристики вспышки, которые использовались при моделировании процессов распространения и излучения ускоренных электронов. Динамика показателя фотонного спектра  $\gamma_1$  с учетом вклада альбедо в диапазоне энергий 28–58 кэВ изображена на рисунке 3.2. В момент максимума  $\gamma_1 \approx 2.5$ , на начальной и конечной стадиях вспышки показатель  $\gamma_1 \approx 5.5$ . Пространственное расположение двух локальных рентгеновских и радиоисточников изображено на рисунках 3.3 и 3.4. Наблюдаются два источника жесткого рентгеновского излучения – южный и северный на энергиях 28-58кэВ и 70-130кэВ, а также источник мягкого рентгеновского излучения 6-12кэВ – между северным и южным источниками. В последствии данные источники были ассоциированы с двумя основаниями магнитной петли и вершиной. Соотношение яркости рентгеновских источников в момент максимума излучения составляет 2.2–2.5 в диапазоне 28–58 кэВ, 2.5–2.7 в диапазоне 70–130 кэВ (рис. 3.5 – черная сплошная линия). Наклон спектра, определенный по двум частотам 17ГГц и 34ГГц, составляет в максимуме излучения  $\eta \approx -0.7$  (рис. 3.1). В динамике спектра фотонов наблюдается поведение типа Soft-Hard-Soft (рис. 3.2). Выявлен дрейф соотношения потоков рентгеновских источников во времени (рис. 3.5). Магнитное поле в окрестности локальных источников восстановлено в программе GX Simulator [61, 139] методом LFFF по данным MDI/SOHO (рис. 3.6). Распределение магнитного поля вдоль петли позволяет оценить длину вспышечной петли, которая оказалась равной  $5.5 \cdot 10^9$  см. С учетом расположения локальных

источников излучения вычислены углы наблюдения, необходимые для расчета рентгеновского и радиоизлучений.

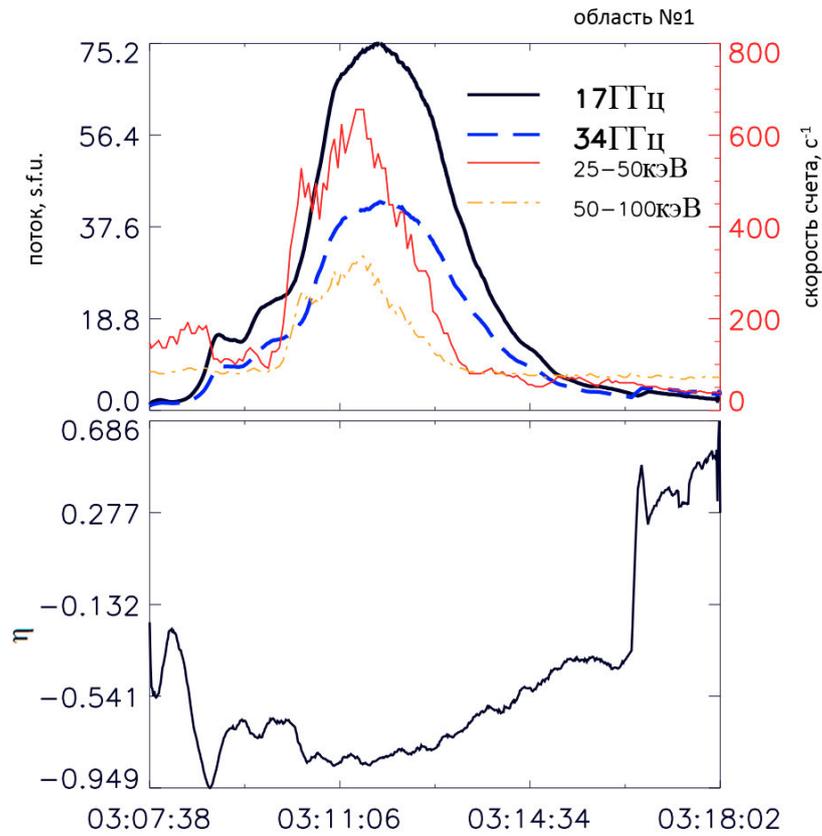


Рисунок 3.1. На верхней панели представлены временные профили радиоизлучения на частотах 17 ГГц и 34 ГГц, а также жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий 25–50 кэВ и 50–100 кэВ. На нижней панели приведен временной профиль параметра  $\eta$ , характеризующего наклон частотного спектра радиоизлучения.

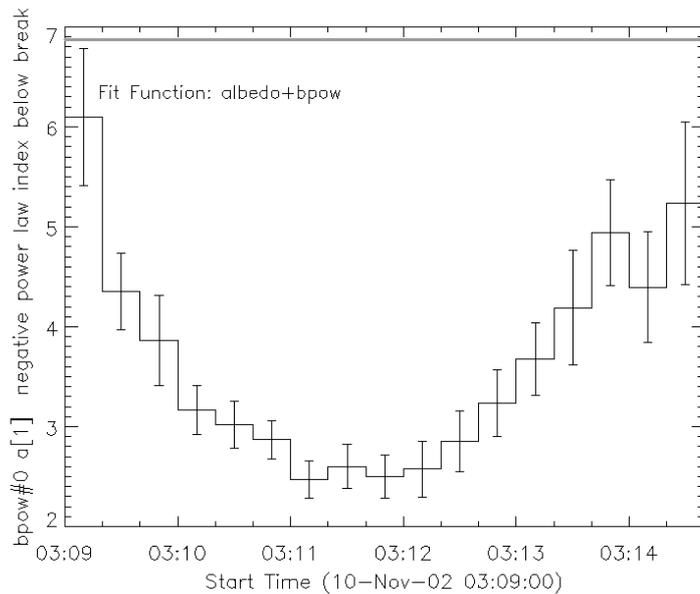


Рисунок 3.2. Зависимость показателя энергетического спектра от времени, полученная аппроксимацией спектра фотонов в диапазоне энергий 17–100 кэВ степенным законом с учетом вклада альbedo с параметром анизотропии 0.3 (OSPEX).

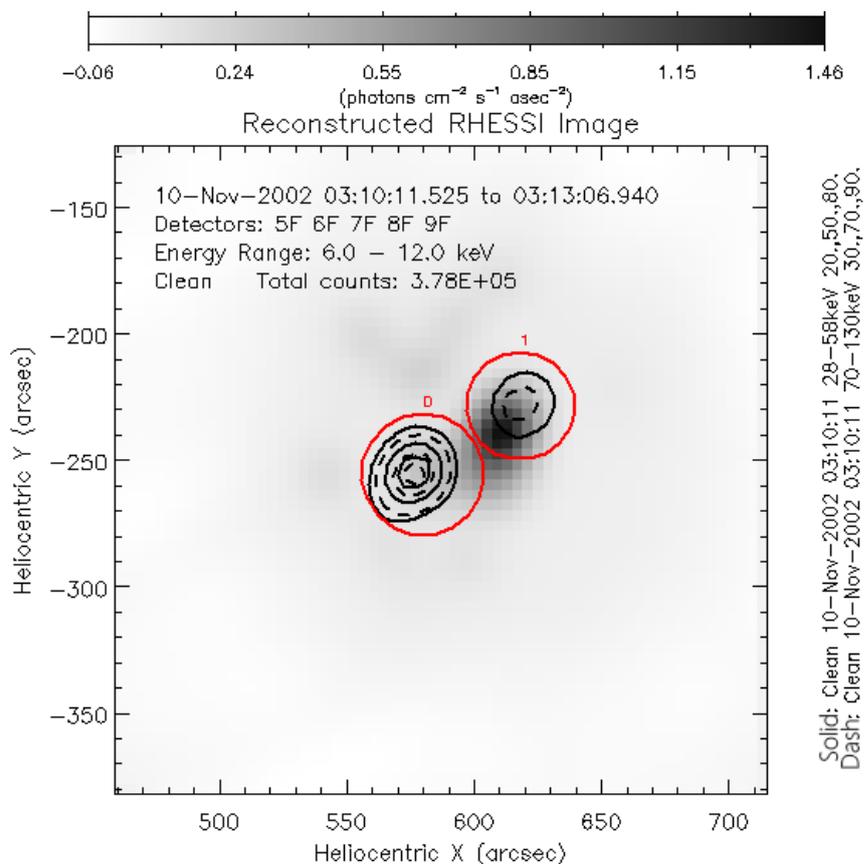


Рисунок 3.3. Данные наблюдений события 10 ноября 2002 года на аппарате RHESSI: фоновое изображение соответствует диапазону энергий 6–12кэВ, сплошные контурные линии 28–58 кэВ (20, 50, 80%), штриховые контурные линии 70–130 кэВ (30, 70, 90%).

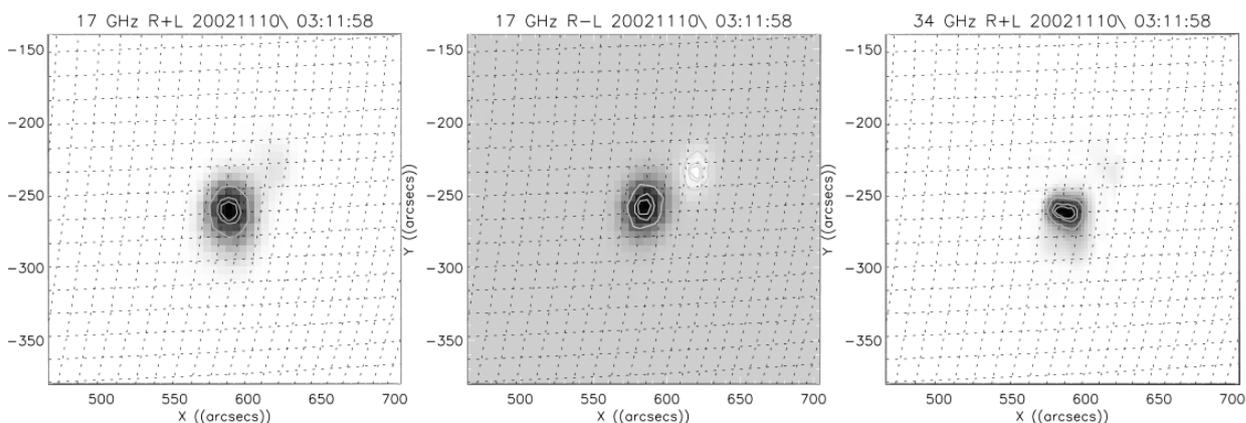


Рисунок 3.4. Данные наблюдений радиобсерватории Nobeyama Radioheliograph: левая панель соответствует частоте 17ГГц R+L, средняя – 17ГГц R-L, правая – 34ГГц R+L.

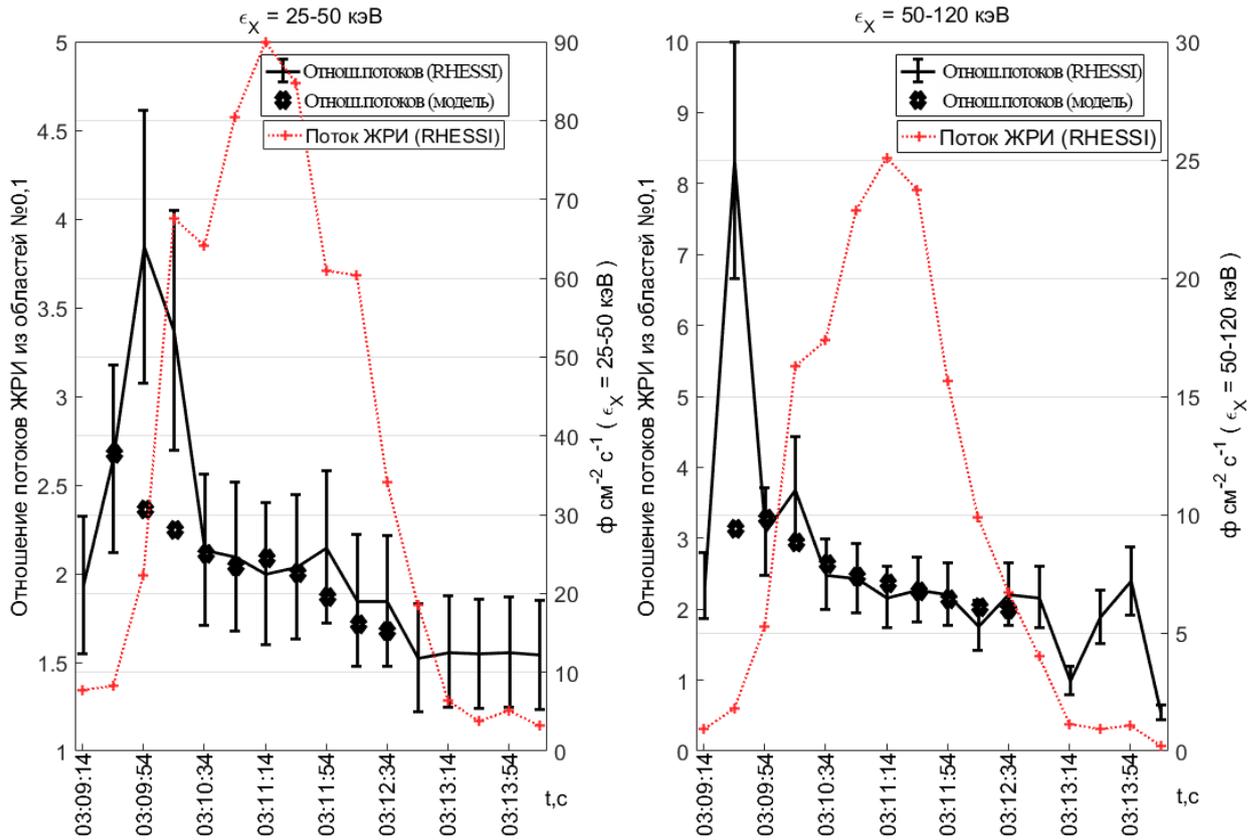


Рисунок 3.5. Зависимость от времени отношения интенсивностей излучения в южном и северном локальных источниках в диапазоне энергий 25–50 кэВ и 50–120 кэВ (сплошная кривая). Пунктирная линия соответствует интегральному по изображению потоку излучения (правая ось ординат). Ромбы - отношению потоков из локальных источников, полученных при моделировании.

### 3.1.2. Результаты моделирования

С целью определения характеристик ускоренных электронов в момент инжекции, наиболее адекватно отвечающих данным наблюдений, были проведены расчеты ЖР излучения и различных моделей с комбинациями параметров, как исходного распределения электронов, так и распределения концентрации фоновой плазмы. При этом распределение магнитного поля рассчитывалось по данным магнитограмм MDI/SOHO в приближении бессилового поля. Рассматривались модели с изотропным распределением электронов в момент инжекции, симметричным и асимметричным распределениями с различной степенью анизотропии. Локализация источника инжекции полагалась как в вершине петли, так и между основанием и вершиной. Энергетический спектр ускоренных электронов предполагался либо степенным во всем диапазоне энергий, либо с изломом в области энергий 300 – 400 кэВ, в предположении наличия двух популяций ускоренных электронов в данной вспышке.

Численно интегрировалось уравнение Фоккера-Планка (5). На рис. 3.6 жирными контурными линиями показаны результаты расчета жесткого рентгеновского излучения (сплошная черная линия – в диапазоне 28–58 кэВ, пунктирная красная – 70–130 кэВ; уровни интенсивности составляют 10% и 70%). Отметим, что источники излучения пространственно совпадают с основаниями петли, восстановленной по LOS магнитограмме. С южным основанием петли совпадают наблюдаемые на RHESSI источники в диапазонах 28–58 кэВ и 70–130 кэВ (тонкая штриховая и штрихпунктирная линии). Данные RHESSI и Nobeyama отображены контурными линиями по уровню интенсивности 70%. Рентгеновское излучение в диапазонах 3–6 кэВ и 6–12 кэВ (тонкая сплошная и пунктирная линии) совпадает с областью петли между минимумом магнитного поля (66 Гс) и северным основанием (1000 Гс), в котором индукция магнитного поля превышает значение в южном основании (400 Гс). Гиротронное излучение на частотах 17 и 34 ГГц (сплошная зеленая и штриховая оранжевая линии) совпадают с областью чуть выше южного основания. Время соответствует максимуму излучения вспышки. В результате моделирования распространения ускоренных электронов были согласованы значения потоков излучения из источников, отношение яркостей источников, наклон спектра, их пространственное положение. На рисунке 3.7 контурными линиями изображены результаты расчета гиротронного излучения на частотах 17 ГГц и 34 ГГц, наложенные на изображение рентгеновских источников 25–50 кэВ. В случае радиоизлучения, также удалось получить наблюдаемое пространственное распределение, поток и спектр излучения.

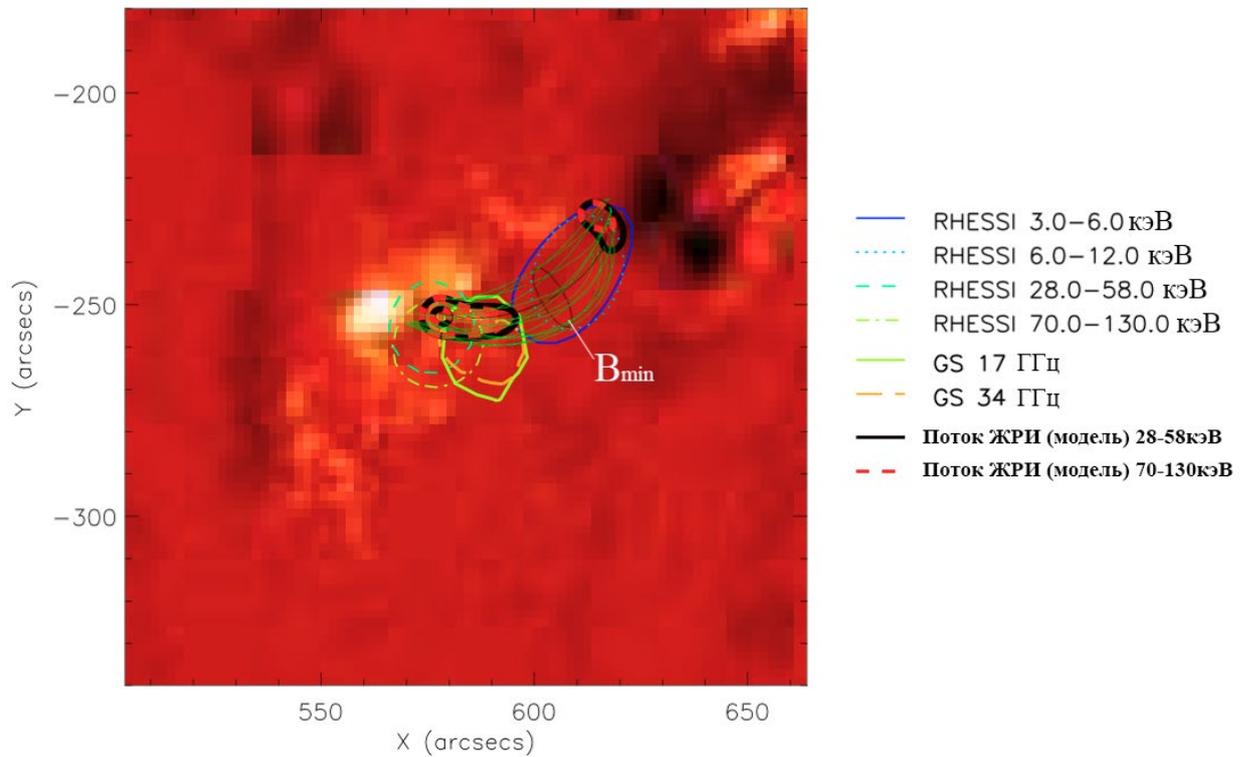


Рисунок 3.6. Результаты наблюдений и моделирования: фоновое изображение – LOS магнитограмма MDI/SOHO, поверх которой нанесены линии магнитного поля петли, полученные LFFF методом. Положение минимума магнитного поля отмечено на рисунке. Сплошная, черная, тонкая линия – данные RHESSI 3–6 кэВ, пунктирная тонкая линия – RHESSI 6–12 кэВ совпадают с вершиной и северной «ногой» петли, штриховая тонкая линия – RHESSI 28–58 кэВ и штрихпунктирная линия – RHESSI 70–130 кэВ совпадают с южным более ярким основанием петли. Сплошная и штриховая черные линии средней толщины – 17 Гц и 34 Гц совпадают с южной ногой петли. Жирные сплошная и штриховая линии – симуляция рентгеновского излучения 28–58 кэВ и 70–130 кэВ. Контурные линии RHESSI и Nobeyama даны по уровню интенсивности 70%. Контурные линии симуляции рентгеновского излучения даны по уровню интенсивности 10%, 70%. Рисунок петли нанесен с учетом ориентации на диске Солнца. Время соответствует главному максимуму вспышки.

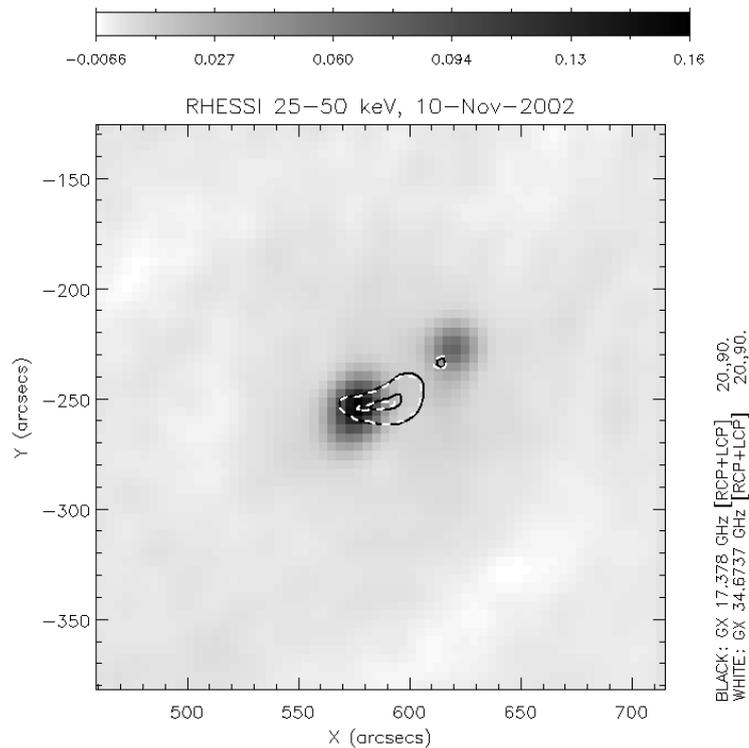


Рисунок 3.7. Контурными линиями представлены результаты моделирования гиросинхротронного излучения от вспышечной области на частотах 17 ГГц (сплошная линия) и 34 ГГц (штриховая линия). Фоновое изображение – данные RHESSI 25–50 кэВ.

Изменение соотношения яркостей рентгеновских источников во времени (рис. 3.5 сплошная черная линия) объясняется увеличением концентрации фоновой плазмы в корональной части петли в результате эффекта Ньюперта [138]. Данные моделирования (рис. 3.5, маркеры в виде ромбов) повторяют данные наблюдений RHESSI при концентрации фоновой плазмы в фазе роста  $\sim 10^9 \text{см}^{-3}$ , в фазе максимума и спада  $\sim 10^{10} \text{см}^{-3}$ . Как видно на рисунке 3.5 в начальной фазе отношение яркостей источников достигает значений 4 и 8 для двух диапазонов энергий. Данные значения отношения потоков получены в модели для асимметричного источника с инъекцией электронов в южное основание с углом раствора  $36^\circ$ . Таким образом, на начальной фазе вспышки инъекция электронов происходила преимущественно в южное основание петли. Область инъекции расположена в вершине петли на расстоянии  $\sim 4 \text{Мм}$  южнее точки  $V_{\min}$ .

Как следует из расчетов, динамика спектра рентгеновского излучения типа Soft-Hard-Soft (рис. 3.2) не воспроизводится транспортными эффектами. Причины такой эволюции спектра рентгеновского излучения мы относим к источнику ускоренных электронов. При этом в источнике требуется изменение показателя спектра в области энергий до переходной области  $\delta_1 = 4.5$  на начальной фазе до 2.8 в момент максимума

вспышки со смягчением спектра до  $\delta_1 = 4$  в фазе спада. Подобное поведение спектра является типичным для большей части вспышек. Возможные причины обсуждались, например, в [45, 64, 71, 72, 79]. Преимущественно предполагается, что это внутреннее свойство ускорителя.

Анализ результатов моделирования показал, что в моделях данной вспышки с изотропным распределением электронов и моделях с анизотропным источником с угловым распределением, при котором доля электронов вне конуса потерь составляет более 30%, возникает яркий рентгеновский источник в вершине петли (рис. 3.8а), который отсутствует в наблюдениях RHESSI (рис. 3.3). По той же причине модели с ионно-звуковой турбулентностью, эффективно изотропизирующей ускоренные электроны в вершине петли, в дальнейшем не рассматривались. В моделях с асимметричными распределениями не воспроизводился северный рентгеновский источник (рис. 3.8б). Важным критерием отбора модели вспышки 10 ноября 2002г. являлось соотношение яркостей рентгеновского излучения обоих источников – северного и южного (рис. 3.5). Изотропные источники при наличии магнитных флуктуаций не удовлетворили условию соотношения яркостей рентгеновских источников в основаниях одновременно в двух энергетических диапазонах. Это связано с ростом коэффициента диффузии при увеличении энергии электронов, что приводит к более низкому отношению яркостей рентгеновских источников в диапазоне энергий 70–130 кэВ.

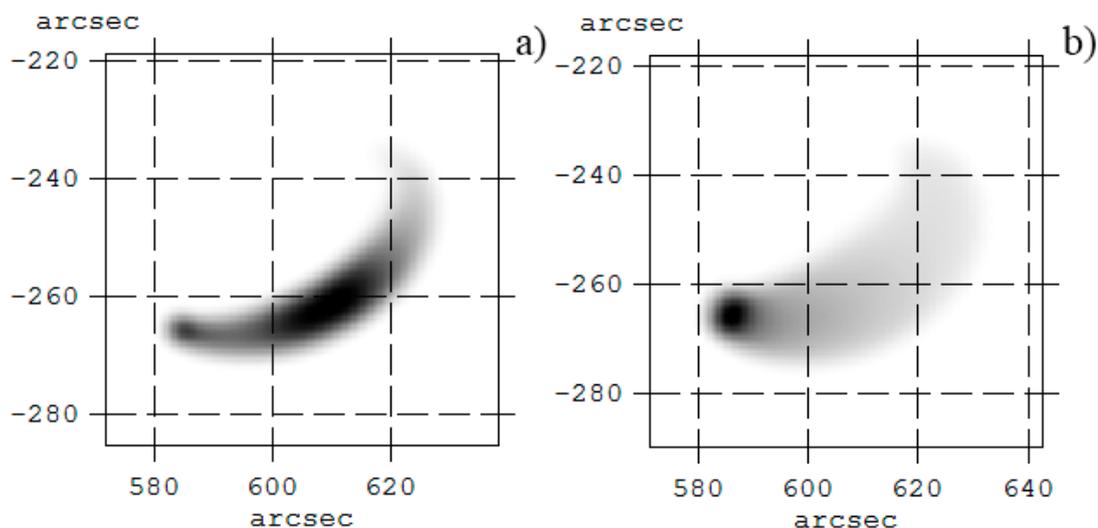


Рисунок 3.8. Рентгеновское изображение в диапазоне 28–58 кэВ полученное в анизотропной модели с углом раствора  $120^\circ$  (панель а) и  $36^\circ$  (панель б) с инжекцией в направлении южного основания.

В результате для вспышки 10 ноября 2002г. мы остановились на модели, характеристики которой наиболее точно воспроизводят наблюдаемые радио и рентгеновское излучения, их спектр, поток и эволюцию во времени, пространственное положение, геометрию петли. Приведем окончательную сводку параметров для вспышки 10 ноября 2002г:

- Оценка длины вспыхивающей петли  $L \sim 5.5 \times 10^9$  см. Ее пространственное положение представлено на рисунке 3.6. Величина индукции магнитного поля в вершине петли составляет 66 Гс, в южном основании – 400 Гс и 1000 Гс в северном основании.
- Концентрация фоновой плазмы в вершине петли составляет  $\sim 10^9$  см<sup>-3</sup> в начальной фазе вспышки и увеличивается до значений  $\sim 10^{10}$  см<sup>-3</sup> в фазе максимума и спада в результате эффекта испарения. Распределение концентрации в хромосфере  $n_e = 1.25 \cdot 10^{13} (z/1\text{Мм})^{-2.5}$  см<sup>-3</sup>.
- Пространственное расположение рентгеновских и радиоисточников представлено на рисунках 3.3 и 3.4. В жестком рентгеновском излучении отчетливо выделены 2 источника – северный и южный в противоположных основаниях магнитной петли.
- Источник ускоренных электронов расположен на расстоянии  $\sim 4$  Мм от положения минимума магнитного поля к югу вдоль оси петли. Инжекция происходила в виде гауссова профиля с полушириной (FWHM) 2 Мм.
- В момент инжекции распределение ускоренных электронов по питч-углам анизотропное  $S_2(\alpha) = \cos^8(\alpha)$  с долей электронов вне конуса потерь менее 28% относительно южного основания с меньшим значением магнитного поля. В начальной фазе вспышки источник асимметричный с впрыском электронов в южное основание с углом раствора  $36^\circ$ .
- Значение спектрального индекса ускоренных электронов до переходной области  $\delta_1$  переменное, меняющееся во времени от 4.5 до 2.8 в пике и до 4 на спаде излучения. В фазе максимума излучения показатель степенного спектра ускоренных электронов до переходной области составляет  $\delta_1 = 2.7-2.9$ , после переходной области  $\delta_2 = 2-2.3$ . Переходная область  $E \sim 350-420$  кэВ – область резкого изменения спектра электронов, разделяющая их, фактически, на две популяции.
- Средняя концентрация ускоренных электронов в диапазоне 30 кэВ – 10 МэВ составляет  $n_b \sim 10^7$  см<sup>-3</sup> в области радиоисточника 17 ГГц и  $n_b \sim 2 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup> в области жесткого рентгеновского источника в южной части магнитной петли.

- Поток энергии ускоренных электронов  $\sim 2 \times 10^9$  эрг/см<sup>2</sup>с точностью  $\pm 30\%$  (оценка зависит от точности определения объема петли) в диапазоне энергий 30 кэВ – 10 МэВ.
- Средняя концентрация ускоренных электронов, излучающих на 17 ГГц и 34 ГГц, составляет  $n_e \sim 3 \times 10^3$  см<sup>-3</sup> ( $E > 350$  кэВ). Данная концентрация  $n_e$  соответствует областям петли, изображенным контурными линиями на рисунке 3.7. Концентрация фоновой плазмы в этих областях составляет от  $10^{10}$  до  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>.
- Учет частичной степени ионизации в хромосфере не приводит к существенным изменениям в энергетическом спектре излучения и спектре высокоэнергичных электронов. Однако происходит увеличение интенсивности излучения на энергиях 29-135кэВ в обоих основаниях в 2.2 раза. В этом случае необходимо ввести поправку к концентрации ускоренных электронов  $n_e$  с энергиями 30-300кэВ в основании магнитной петли.

## 3.2. Событие 23 сентября 2014 года

В настоящем параграфе моделируются процессы распространения и излучения ускоренных электронов в разветвленной системе магнитных петель во время вспышки SOL2014-09-23T23:11. Первоначально по магнитограммам Helioseismic and Magnetic Imager/Solar Dynamics Observatory (HMI/SDO) [158] восстанавливается геометрия магнитного поля в активной области на момент развития вспышки SOL2014-09-23T23:11. Далее, используя методику численного интегрирования нестационарного кинетического релятивистского уравнения, а также метод Монте-Карло для отраженного от фотосферы рентгеновского излучения [141], моделируется динамика распространения пучка электронов, генерация жесткого рентгеновского и микроволнового радиоизлучения. Сравнение рассчитанных характеристик излучения с наблюдаемыми для данной вспышки позволит получить ограничения на параметры ускоренных электронов для всей аркады выбранного события.

### 3.2.1. Анализ наблюдательных данных

Вспышка выбрана исходя из критериев: достаточно мощная – GOES класс M2.5, наличие нескольких локальных источников ЖР излучения, расположение активной области вдали от лимба Солнца (чтобы была возможность производить экстраполяцию магнитного поля), а также наличие данных космического аппарата RHESSI на энергиях

$>30\text{keV}$  и радиогелиографа Nobeyama. По векторным магнитограммам HMI/SDO [158] методом Nonlinear Force-Free Field (NLFFF, weighted optimization method) в пакете GX\_SIMULATOR [60, 139, 173, 174] была восстановлена геометрия магнитного поля в хромосфере и короне Солнца на момент развития вспышки SOL2014-09-23T23:11. Использована проекция Cylindrical Equal-Area (CEA), разрешение выбрано  $1125\text{км}$ , как оптимальное с точки зрения точности и скорости расчета гиротронного излучения. Время экспозиции  $720\text{s}$ , 23:00–23:12.

Отметим комплексный характер геометрии магнитного поля. Восстановленная структура представляет собой совокупность магнитных петель, образующих аркаду (рис. 3.9а). Исходя из различия в эволюции локальных источников регистрируемого радио и рентгеновского излучений, представим аркаду состоящей из северной и южной частей. Характерная магнитная структура в северной части аркады (north loop) представляет собой магнитную петлю с асимметричным магнитным полем с отношением  $V_{\text{max}}/V_0 \sim 10$  в северной части и  $\sim 3$  – в южной. Индукция магнитного поля в вершине этой петли составляет  $V_0 = 148$  Гс. Южная часть аркады представляет совокупность магнитных петель, протянувшихся с севера на юг, соединяющих как крупные, так и небольшие, разнополярные пятна. В качестве характерной структуры этой части аркады примем магнитную петлю (middle loop) с отношением  $V_{\text{max}}/V_0 \sim 4.5$  на севере и  $V_{\text{max}}/V_0 \sim 5$  на юге (далее средняя петля, рис. 3.9а). Помимо аркады в восстановленной конфигурации магнитного поля можно выделить магнитный жгут (flux rope), расположенный поперек петель аркады, ниже по высоте. Значения магнитного поля в жгуте  $V_0 = 135$  Гс,  $V_{\text{max}}/V_0 = 5.5$  в северной части,  $V_{\text{max}}/V_0 = 4$  – в южной. Заметим, что взаимодействие всплывающего магнитного жгута с магнитными петлями аркады может являться возможным триггером начала вспышки [184].

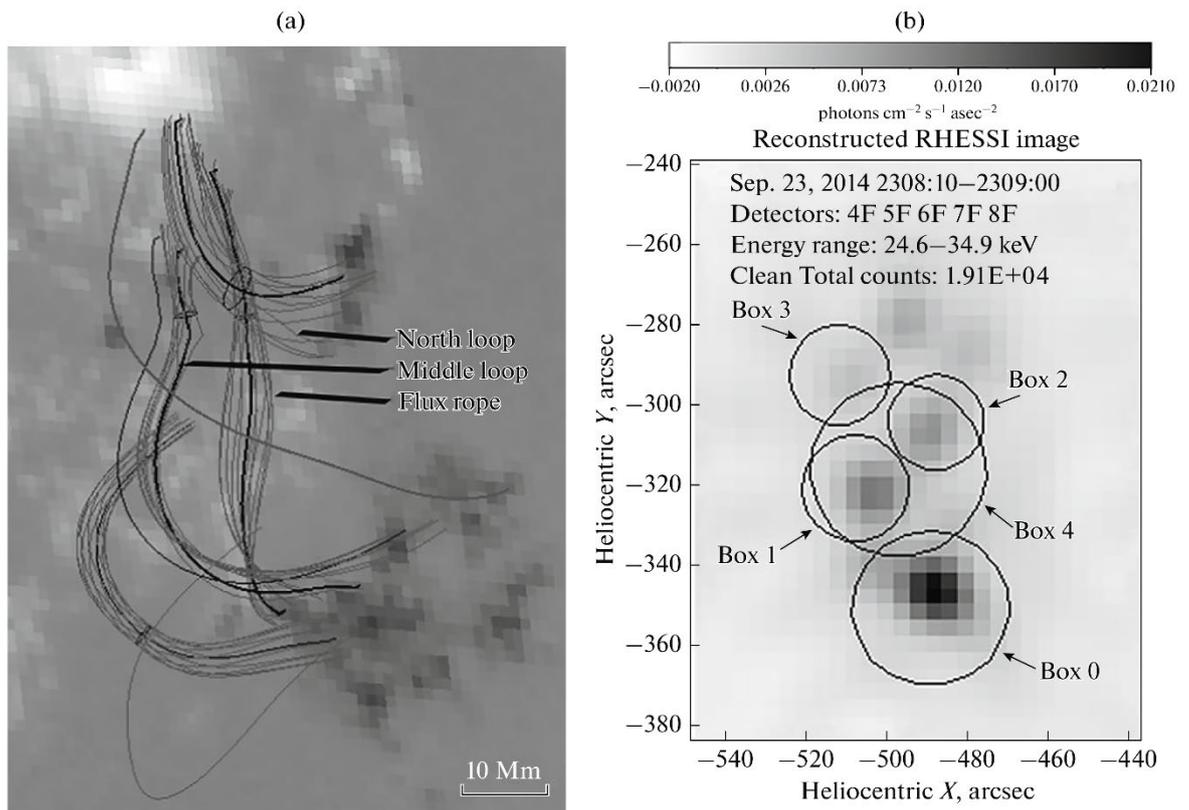


Рисунок 3.9. На панели а) представлены: фоновое изображение – магнитограмма HMI/SDO (время экспозиции 720 s 23:00–23:12) и магнитные петли, полученные методом NLFFF. Кружками отмечены сечения магнитных петель с минимальной величиной индукции магнитного поля. Радиусы сечений равны  $\sim 1.55 \text{arcsec}$  в Middle loop и в Flux rope и  $3.1 \text{arcsec}$  в North loop. На панели б) фоновое изображение – ЖР излучение в диапазоне 24.6–34.9 кэВ для момента второго пика интегрального рентгеновского излучения 23:08:10–23:09:00 с наложенными контурами боксов, соответствующих исследуемым источникам ЖР излучения.

Одной из важных особенностей данного события является динамика жесткого рентгеновского излучения: локальные источники (данные RHESSI) наблюдаются в разные моменты времени, максимумы интенсивности которых приходятся на разные фазы вспышки. На фазе роста потока (первый пик интегрального ЖР излучения 23:07:40–23:08:10 UT) наблюдаются два источника ЖР излучения (рис. 3.10b) в северной и южной частях аркады. Источники ассоциируются с источниками излучения из южных оснований петель. Отсутствие излучения из северных оснований петель вызвано сильной асимметрией магнитного поля и/или анизотропией ускоренных электронов в момент инжекции. Спектральные индексы, рассчитанные с учетом альbedo от фотосферы, для южного источника северной петли (Box 2) равны  $\gamma_{\text{Box2}} = 3.1 \pm 0.4$ , для южного источника южной части аркады (Box 0)  $\gamma_{\text{Box0}} = 2.9 \pm 0.6$  (рис. 3.9a,b; рис. 3.11a). Положение источника радиоизлучения (17, 34 ГГц) совпадает с

областями минимума магнитного поля для северной магнитной петли на стадии роста и первых двух пиков (рис. 3.10b).

Максимум потока для южного источника ЖР излучения северной петли (Вох 2) (рис. 3.9b) наблюдается в момент второго пика рентгеновского излучения (23:08:10–23:09:00 UT), а энергетический спектр аппроксимируется степенным законом с показателем  $\gamma_{\text{Вох}2} = 2.5 \pm 0.4$ . На данной фазе вспышки продолжает излучать в ЖР диапазоне южное основание жгута и средней петли (Вох 0)  $\gamma_{\text{Вох}0} = 3.3 \pm 0.2$ . Кроме того, только в этот момент времени наблюдается источник ЖР излучения, ассоциированный с северным основанием малой южной петли (Вох 1) (рис. 3.9b),  $\gamma_{\text{Вох}1} = 3.0 \pm 0.4$ . Положение источников радиоизлучения повторяют предыдущую фазу.

На фазе главного пика (23:09:00–23:10:00) (рис. 3.10c) для южного источника ЖР излучения южной части аркады (Вох 0) наблюдается максимум излучения, показатель спектра с учетом альбедо  $\gamma_{\text{Вох}0} = 2.7 \pm 0.1$ . В северной части аркады существенно усилился источник ЖР излучения (Вох 3), который без детального моделирования невозможно однозначно ассоциировать с конкретной областью магнитной петли, спектральный индекс  $\gamma_{\text{Вох}3} = 2.3 \pm 0.2$ . Данный источник может быть локализован как в вершине северной петли (North loop, рис. 3.9a), так и в основании одной из петель южной части аркады (Middle loop, рис. 3.9a). Вопрос об ассоциации источника с конкретной петлей решается в процессе моделирования распространения ускоренных электронов, радио и рентгеновского излучения в соответствующих магнитных структурах. Радиоизлучение локализовано в двух областях, положение которых соотносится с минимумами магнитного поля северной и южной частей аркады (рис. 3.10c).

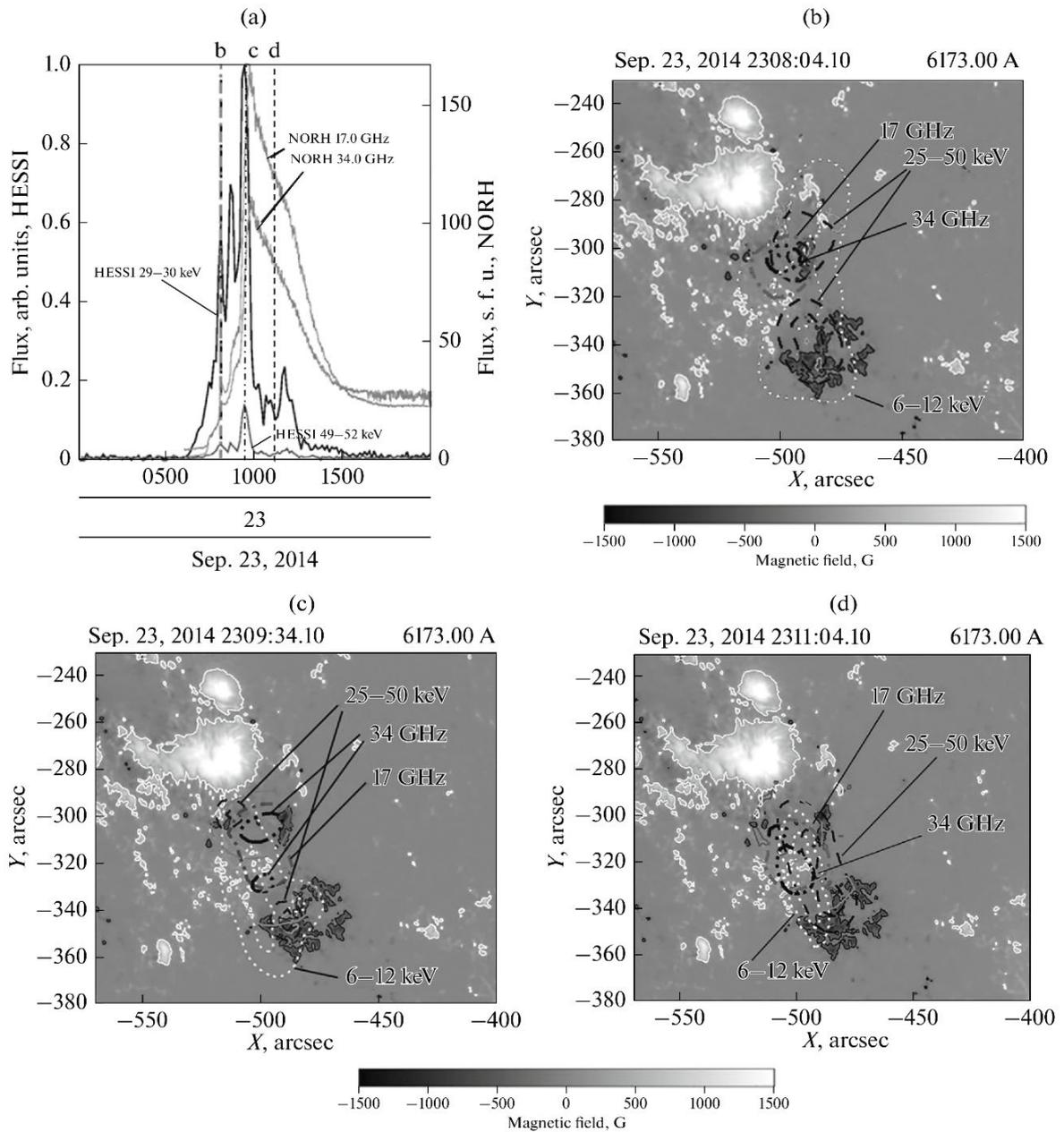


Рисунок 3.10. а) - скорости счета 29–30 кэВ, 49–52 кэВ и поток на частотах 17 ГГц, 34 ГГц. б), с), d) - магнитограмма HMI/SDO (контуры на уровне 275 Гс). Поверх магнитограммы нанесены контурные линии жесткого рентгеновского (6–12, 25–50 кэВ, RHESSI, Clean) и радио излучения (17, 34 ГГц, NORH). Изображения соответствуют трем моментам времени, которые отмечены вертикальной чертой на панели а).

На фазе спада (рис. 3.10d) локализация рентгеновских и радио источников соответствует картине захвата электронов в ловушку в области минимумов магнитного поля – то есть в корональной части петель. Для данной корональной области была проведена оценка фоновой концентрации плазмы (Вох 4, рис. 3.9b, 3.16). По результатам аппроксимации энергетических спектров суммой тепловой и степенной функций были определены мера эмиссии  $EM = 4.4 \pm 1.3 \cdot 10^{47} \text{ см}^{-3}$  и температура плазмы

$1.8 \pm 0.2$  кэВ. Концентрация плазмы составила  $n_0 \sim (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  в приближении сферического источника с радиусом 12 арксекунд, оценённого по контуру с уровнем 50% Clean, beam factor = 1, исходя из выражения для меры эмиссии  $EM = n_0^2 V$ , где  $V$  - объем источника. Динамика спектральных индексов для исследуемых источников ЖР излучения представлена на рис. 3.11а. Для всех выделенных боксов (рис. 3.9b) энергетический спектр в целом смягчается с небольшим увеличением жесткости в моменты пиков излучения. Однако моменты времени, соответствующие наибольшей жесткости для разных боксов, не совпадают. Наиболее стабильным во времени (но не по локализации) источником излучения оказался источник в южной части аркады (Box 0). Для него показатель спектра менялся от  $\gamma_{\text{Box0}} = 2.9 \pm 0.6$  на фазе роста до  $\gamma_{\text{Box0}} = 5.5 \pm 0.3$  на фазе спада.

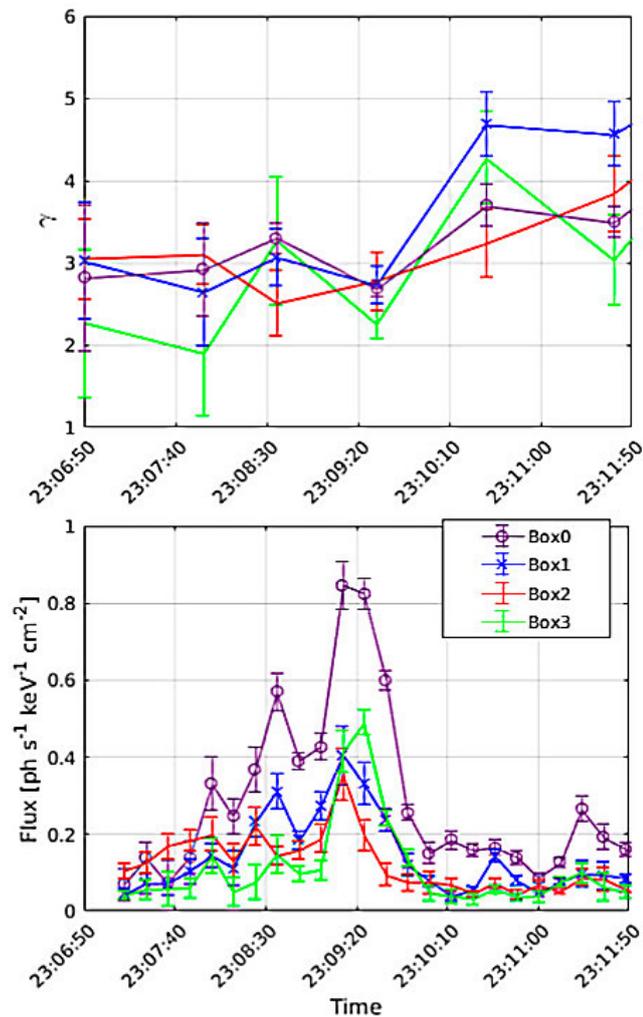


Рисунок 3.11. Верхняя панель: зависимость спектрального индекса от времени (метод Imaging Spectroscopy), полученная в пакете OSPEX при аппроксимации энергетического спектра в диапазоне 6–50 кэВ комбинацией тепловой и степенной

функциями с учетом вклада альbedo (параметр анизотропии 0.2 подобран на основе моделирования). Нижняя панель: временные профили с шагом 40с для боксов 0,1,2,3 энергетического канала 25–50 кэВ.

На интегральном временном профиле ЖР излучения (рис. 3.10а) просматриваются 3 последовательных пика с нарастающей величиной потока. Данная структура исчезает при рассмотрении временных профилей из отдельных источников ЖР излучения. Динамика излучения из каждого локального источника меняется независимо. Фазы роста, пика и спада для отдельных источников не совпадают. Так, в первый интегральный пик вносят вклад южное основание северной петли (Вох 2) и южное основание южной части аркады (Вох 0). Второй интегральный пик связан с максимумом для источника в Вох 2. Соизмеримый вклад в этот момент времени дают источники из боксов 1,3, а также 0. Главный третий максимум совпадает с максимумом основного постоянного источника на юге (Вох 0). В этот же момент времени проявляется источник в боксе 3, ранее не активный. Таким образом, маловероятно, что последовательные пики в интегральном профиле являются результатом каких-либо колебательных мод единственной структуры [106, 184].

Проведенный анализ локализации и динамики источников ЖР и радиоизлучения в восстановленной конфигурации магнитного поля для вспышки SOL2014-09-23T23:11 позволяет перейти к следующему этапу работы – моделированию процессов распространения ускоренных электронов с целью определения параметров пучка и плазмы, как в момент инжекции, так и в последующие моменты, связанные с ЖР и радио излучением.

### **3.2.2. Результаты моделирования**

Для основных выделенных магнитных структур (жгута, северной и средней петель (рис. 3.9а) для согласования спектра и пространственного положения наблюдаемых источников жесткого рентгеновского и радио излучения рассчитаны модели распространения ускоренных электронов в магнитных петлях, обозначенных на рис. 3.9а. Постановку задачи и уравнения для ускоренных электронов см. в работе [49]. Ввиду сложной динамики рентгеновских источников и структуры магнитного поля, моделирование аркады было разбито на несколько этапов. Аркада была представлена как совокупность не взаимодействующих друг с другом магнитных петель. Параметры фоновой плазмы и пучков ускоренных электронов задавались независимо друг от друга.

Инжекция электронов производилась в корональной области петель в соответствии с временным профилем ЖР излучения 50–100 кэВ. По полученным распределениям ускоренных электронов вдоль магнитных структур рассчитаны потоки жесткого рентгеновского и радио излучений. Были проанализированы различные модели по типу питч-углового, энергетического, пространственного распределений ускоренных электронов в источнике. Рассматривалась возможность присутствия дополнительных механизмов рассеяния электронов на примере ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуаций [49].

В результате анализа были определены характеристики модели источника ускоренных электронов (табл. 8) для фазы первых трех пиков: питч-угловое распределение асимметричное в направлении южного основания для северной и средней петель в моменты времени первых двух пиков и в направлении северного основания для средней петли (рис. 3.9а, 3.16) в момент времени третьего пика с инъекцией в геометрических вершинах петель. Энергетическое распределение в источнике для обеих петель состоит из двух популяций электронов с точкой крутого излома в области  $\sim 280$ кэВ и  $\delta_1 = 4.2 \pm 0.2$ ,  $\delta_2 = 1.9 \pm 0.1$ . В результате инъекции электронов с данными характеристиками, сформировавшиеся распределения электронов в локальных областях позволяют объяснить спектр излучения в области энергий 30–100 кэВ и на частотах 17, 34 ГГц, а также локализацию источников 25–50 кэВ, 17, 34 ГГц (рис. 3.12, 3.14) в моменты трех главных пиков ЖР излучения в событии (рис. 3.10а). Была рассмотрена также альтернативная модель для северного источника ЖР излучения – его локализация может быть результатом развития сильной турбулентности в области инъекции – в вершине северной петли (рис. 3.13). В качестве турбулентной моды была рассмотрена ионно-звуковая стационарная турбулентность. У данной модели (с плотностью энергии турбулентности на уровне 5% от тепловой энергии) возникают сложности с объяснением спектра и локализации ЖР и радио источников. Так, например, расхождение локализации ЖР излучения проявляется в наличии источника в вершине петли, который не наблюдается по данным RHESSI.

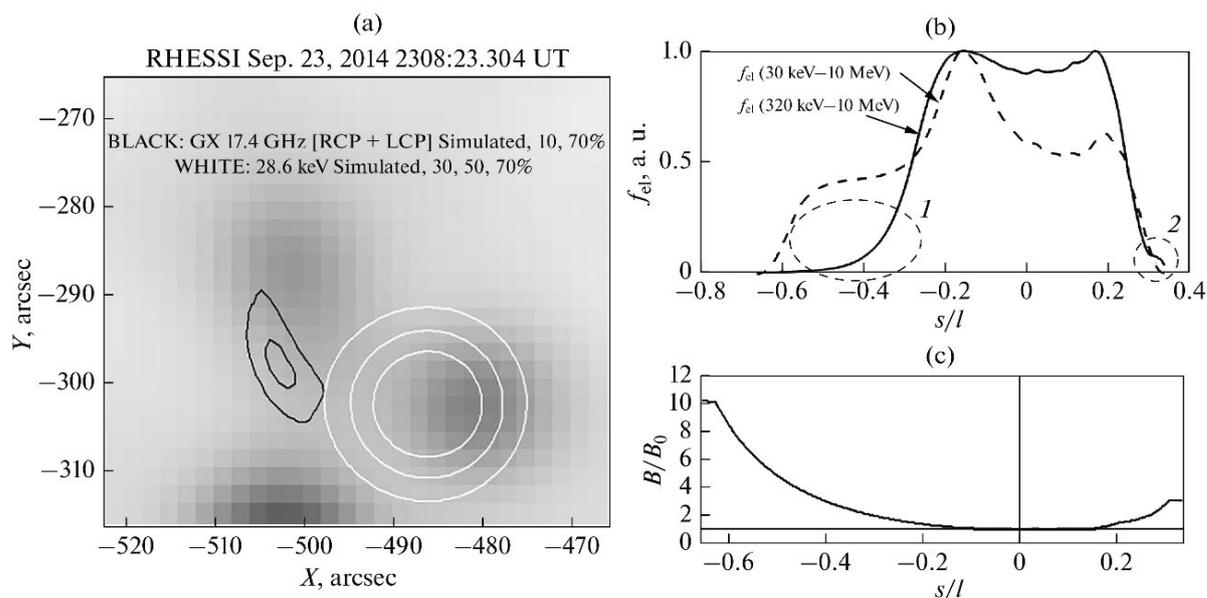


Рисунок 3.12. На панели а) фоновое изображение RHESSI 30–100 кэВ. Время соответствует 2-му рентгеновскому пику. Контурами нанесены модельное рентгеновское излучение 28.6 кэВ (белый цвет) и радио излучение на 17.4 ГГц (черный цвет). На панели б) приведены функции распределения электронов, проинтегрированные по всем питч-углам в диапазоне 30 кэВ – 10 МэВ (штриховая линия) и 320 кэВ – 10 МэВ (сплошная линия). Боксы 1 и 2 указывают на область петли, в которой электроны соответствующих энергий проявляют себя в виде излучения на 17, 34 ГГц (бокс 1, >320 кэВ) и на 28–100 кэВ (бокс 2, >30 кэВ). На панели с) приведено распределение магнитного поля вдоль северной петли. Значение в минимуме составляет ~150 Гс. Отрицательные значения  $s/l$  соответствуют северо-восточному направлению на изображении (панель а)).

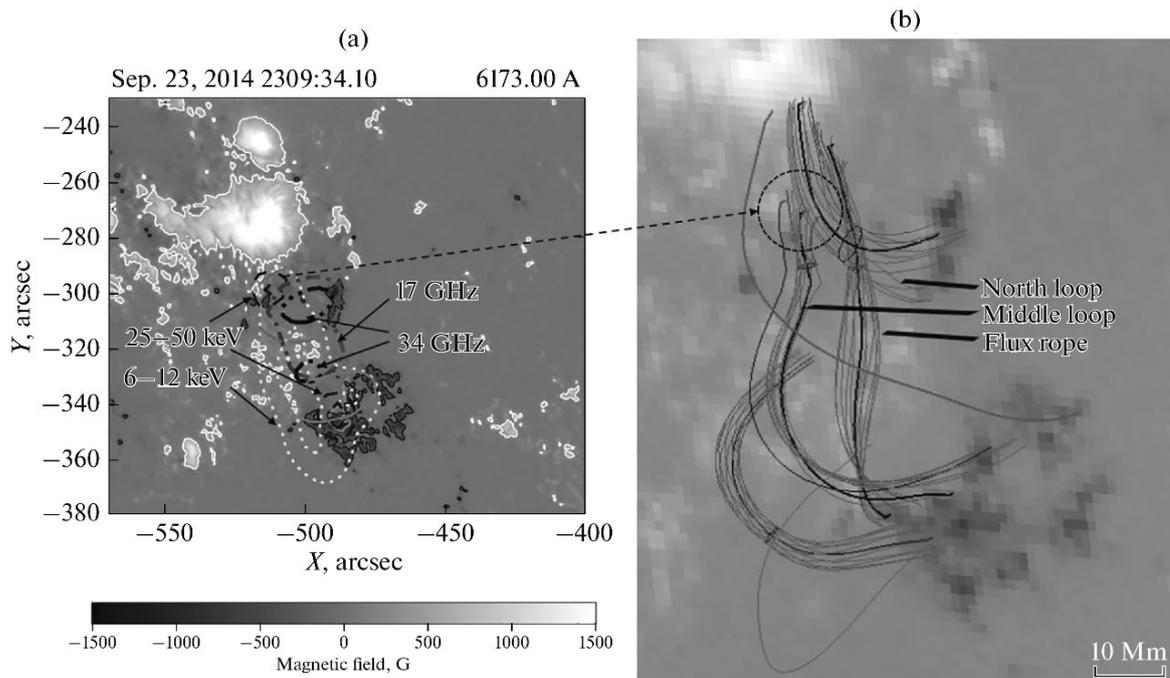


Рисунок 3.13. Для момента времени 3-го пика интегрального ЖР излучения: на панели а) приведена магнитограмма HMI/SDO (контуры на уровне 275 Гс). Поверх магнитограммы нанесены контурные линии жесткого рентгеновского (6–12, 25–50 кэВ, RHESSI) и радио излучения (17, 34 ГГц, NORH). На панели б) дан рисунок магнитных петель с областью, помеченной кружком, которая соответствует ЖР излучению на панели а).

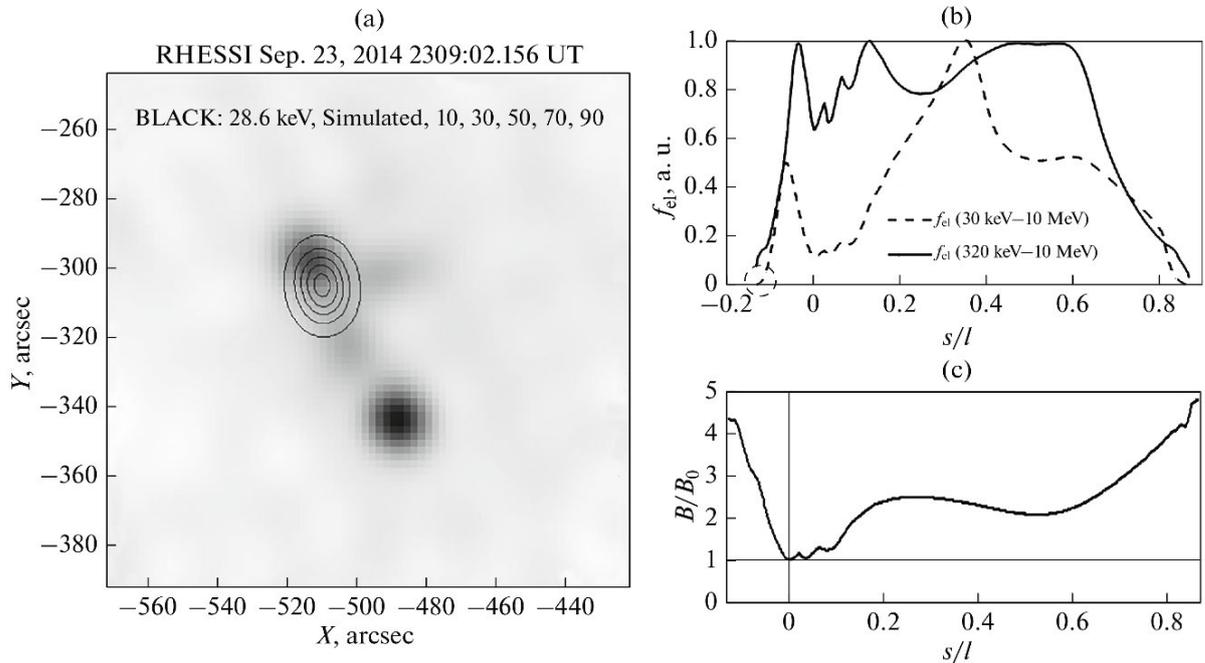


Рисунок 3.14. На панели а) фоновое изображение RHESSI 30–100 кэВ. Время соответствует 3-му рентгеновскому пику. Контурными нанесены модельное рентгеновское излучение 28.6 кэВ. На панели б) приведены функции распределения электронов, проинтегрированные по всем питч-углам в диапазоне 30 кэВ–10 МэВ (штриховая линия) и 320 кэВ–10 МэВ (сплошная линия). Кружок указывает на область петли, в которой электроны соответствующих энергий проявляют себя в виде излучения в диапазоне 28–100 кэВ. На панели с) приведено распределение магнитного поля вдоль средней петли. Значение в минимуме составляет  $\sim 77$  Гс. Отрицательные значения  $s/l$  соответствуют северо-восточному направлению на изображении (панель а)).

На начальной стадии, главный южный источник (Box 0) объясняется распространением электронов в жгуте (flux rope) и средней петле. Примечательно, что вид функции распределения электронов по питч-углам аналогичный – анизотропный, в направлении южного основания (рис. 3.15, 3.16). На рисунке 3.15 цифрами 0, 1, 2 обозначены источники ЖР излучения, которым соответствуют боксы на рисунке 3.9b. Источник ЖР излучения в боксе 1 слабый, проявляется только в начальный момент времени. Он связан с магнитной петлей на юге, моделирование которой не производилось. Источник в боксе 0 является суммой излучений из южных оснований жгута и средней петли. На рисунке 3.15 контурными линиями нанесено одновременно модельное ЖР излучение на 28.6 кэВ из оснований только жгута (источник 0 и 0\* на

севере) и южного основания северной петли (источник 2). Время соответствует первому пику. Источник 0\* также является слабым и проявлялся только на начальной стадии. В последствии его яркость затмевается источниками в боксах 0, 2 и 3 во время главного пика. Показатель спектра электронов в жгуте (Flux rope) при этом более мягкий  $\delta_1 = 5 \pm 0.3$ . Однако, в отличие от северной и средней петель, в жгуте концентрация электронов с энергиями выше 300 кэВ очень мала  $\ll 10^4 \text{ см}^{-3}$ . В противном случае, согласно расчетам, над главным южным пятном наблюдался бы яркий радиоисточник на 17 и 34 ГГц. Данные NORH это не подтверждают. Таким образом, вклад в радиоизлучение на стадии первых двух пиков вносит в основном северная петля. В средней петле высокоэнергичных электронов с  $E > 280$  кэВ может быть не меньше, чем в северной, однако, характеристики магнитного поля не позволяют ей оказать существенной влияние на радио изображение. В последующие стадии северная петля существенно ослабевает и основной вклад в радиоизлучение вносит средняя петля или южная часть аркады.

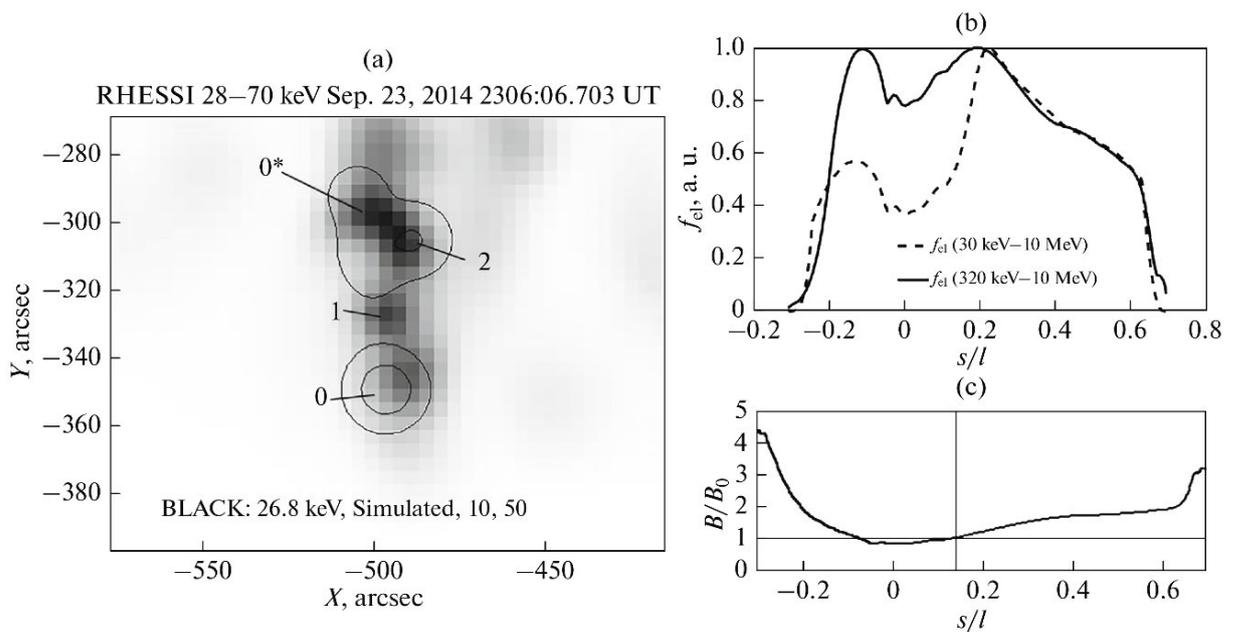


Рисунок 3.15. На панели а) фоновое изображение RHESSI 28–70 кэВ (pixel). Время соответствует начальной стадии, включая первый пик ЖР излучения. Контурными нанесены модельное рентгеновское излучение 28.6 кэВ (белый цвет). На панели б) приведены функции распределения электронов, проинтегрированные по всем питч-углам в диапазоне 30 кэВ – 10 МэВ (штриховая линия) и 320 кэВ – 10 МэВ (сплошная линия). На панели с) приведено распределение магнитного поля вдоль жгута (Flux rope). Значение в минимуме составляет  $\sim 135$  Гс. Отрицательные значения  $s/l$  соответствуют направлению на север на изображении (панель а)).

Схематическое изображение промоделированных магнитных структур события дано на рисунке 3.16. Приведено условное количество силовых линий с целью нагляднее представить петли. Магнитограмма соответствует времени и разрешению на рисунке 3.9а. Угол зрения изменен для лучшего восприятия. Стрелками указаны приблизительные положения боксов 0,1,2,3. В этих областях наблюдались источники ЖР излучения  $>30\text{кэВ}$ . Темно-серые области в вершинах петель совпадают с положениями инжектированных ускоренных электронов. Подчеркнем, именно инжектированных. Со временем функция распределения претерпевает существенные изменения и излучение рассчитывается для функции распределения, которая проэволюционировала. Черные конусы обозначают направление инъекции электронов. Причем, для средней петли направление указано только для момента времени третьего пика. В другие моменты времени оно противоположное. В остальных петлях направление инъекции более стабильное в течение всего события. Стрелка с индексом 1 обозначает направление движения ЖР источника в боксе 0 со временем, что мы связываем с вовлечением вышележащих силовых линий. Бокс 4 связан с областью максимума яркости теплового излучения на энергиях  $6\text{-}12\text{кэВ}$ , а также с областью излучения на  $17, 34\text{ ГГц}$  на фазе спада, которая в данной работе не моделировалась. Также на рисунке отмечена область излучения  $17, 34\text{ ГГц}$  в момент первого пика ЖР излучения, что соответствует рисунку 3.12.

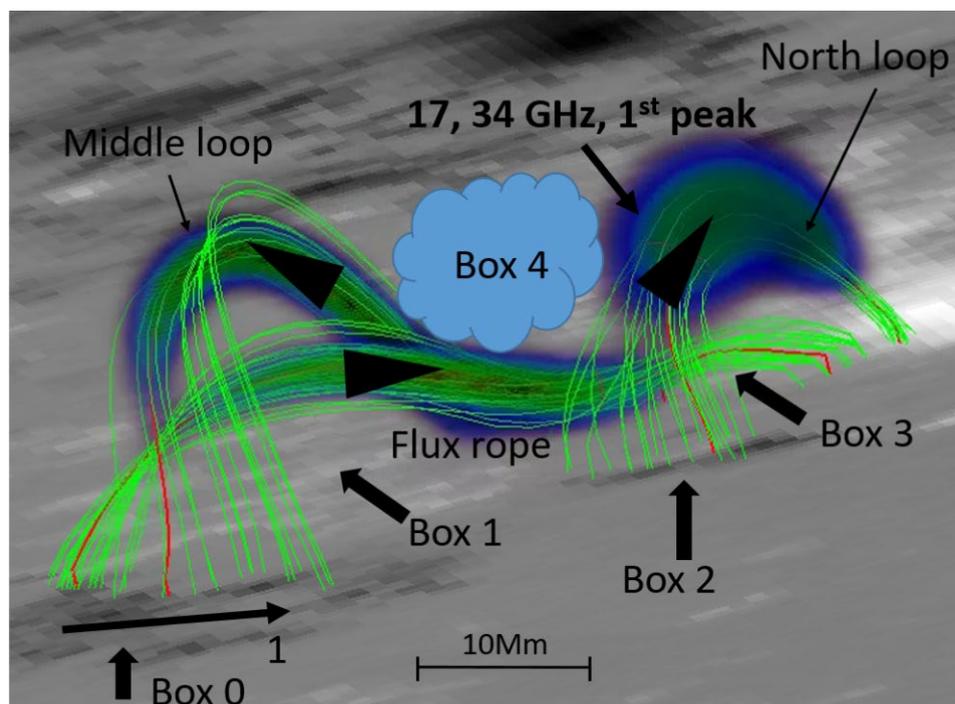


Рисунок 3.16. Схематическое изображение вспышки. Описание смотри в тексте.

Таблица 8. Параметры плазмы и характеристики ускоренных электронов

	$L_{loop}, \text{ см}$	$B_0, \text{ Г}$	$S(\alpha)$	$\delta_1$	$N_{el}^{total}$	$T_e, \text{ К}$	$F_{el},$ $\text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	$n_b, \text{ см}^{-3}$	
		$B_{max1}/B_0$	$s_1, \text{ см}$	$\delta_2$		$n_0^{LT}, \text{ см}^{-3}$		$n_b(E>E_{br}),$	
		$B_{max2}/B_0$	$s_0, \text{ см}$	$E_{br}, \text{ кэВ}$				$\text{см}^{-3}$	
North loop	$\sim 3.5 \cdot 10^9$	$\sim 148$	*Exp(),	$4.2 \pm 0.2$	$(6 \pm 2) \cdot 10^{32}$	$\sim 2 \cdot 10^7$	$(2 \pm 0.5) \cdot 10^9$	$(6 \pm 0.5) \cdot 10^7$	
		10	$\alpha_0 \sim 100^\circ$	$1.9 \pm 0.1$				$(1-4) \cdot 10^{10}$	$(1.5 \pm 0.5) \cdot 10^4$
		3	$(0 \pm 3) \cdot 10^8$ $(2 \pm 2) \cdot 10^8$	$280 \pm 40$					
Middle loop	$\sim 5.2 \cdot 10^9$	$\sim 77$	*Exp(),	$4.2 \pm 0.3$	$(3 \pm 1) \cdot 10^{33}$	$\sim 2 \cdot 10^7$	$(3 \pm 0.7) \cdot 10^9$	$(6 \pm 0.5) \cdot 10^7$	
		4.5	$\alpha_0 \sim 100^\circ$	$1.9 \pm 0.1$				$(1-3) \cdot 10^{10}$	$(3 \pm 0.5) \cdot 10^4(?)$
		5	$(0 \pm 3) \cdot 10^8$ $(2 \pm 2) \cdot 10^8$	$280 \pm 40$					
Flux rope	$\sim 5.5 \cdot 10^9$	$\sim 135$	*Exp(),	$5 \pm 0.3$	$(5 \pm 2) \cdot 10^{33}$	$\sim 2 \cdot 10^7$	$(2 \pm 0.5) \cdot 10^9$	$(2 \pm 0.2) \cdot 10^7$	
		5.5	$\alpha_0 \sim 100^\circ$					$(1-2) \cdot 10^{10}$	$\ll 10^4$
		4	$(0 \pm 3) \cdot 10^8$ $(2 \pm 2) \cdot 10^8$						

Примечания к таблице:  $L_{loop}$  - длина петли согласно аппроксимации NLFFF.  $B_0$ ,  $B_{max1}/B_0$ ,  $B_{max2}/B_0$  - минимальная величина индукции магнитного поля и отношения магнитного поля в основаниях к минимальному значению. \*Exp() обозначает асимметричную по направлению инжекции функцию источника вида  $\exp(-(\alpha-\alpha_1)^2/\alpha_0^2)$ ,  $\alpha_1 = 0^\circ$  или  $180^\circ$  в зависимости от направления инжекции. Инжекция происходила в корональной части петли по распределению Гаусса с координатой максимума распределения  $s_1$  и дисперсией  $s_0$ . При этом спектр электронов задавался в виде двух степенного распределения по энергиям с показателями  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  и резким переходом в области  $E_{br}$ .  $N_{el}^{total}$  - общее число электронов в момент первого пика ЖР излучения.  $T_e$ ,  $n_0^{LT}$  - температура и концентрация плазмы в момент времени, соответствующий рисунку 3.10d.  $F_{el}$  - поток энергии ускоренных электронов.  $n_b$ ,  $n_b(E>E_{br})$  - концентрация ускоренных электронов, полученная интегрированием по всемpitch-углам и энергиям, а также по энергиям выше  $E_{br}$ . Фоновая концентрация  $n_0$  определена исходя из требования, чтобы ЖР источник в вершинах магнитных петель на энергиях 30-100кэВ

отсутствовал при моделировании (верхняя граница), т.к. в наблюдениях он не был обнаружен. Нижняя граница получена из оценок по результатам аппроксимации спектров излучения комбинацией тепловой функции и одностепенного закона в пакете OSPEX.

Подведем итоги. Общая динамика рентгеновских источников в данном событии комплексная. Источники излучения нестационарны. Главный южный источник (Вох 0) самый яркий и стабильный во времени, но он смещается с востока на запад (рис. 3.16). В самом начале он ассоциируется с южным основанием поперечного жгута. Однако, впоследствии, по мере вовлечения в процесс вспышки вышележащих петель, вклад в яркость главного южного источника вносят уже другие петли, что отчасти и объясняет его движение на запад. Южный источник северной петли (Вох 2) стабилен в пространстве, но после второго пика его яркость стремительно падает (рис. 3.11), что указывает на существенную реконфигурацию области ускорения. Спорный источник на севере (Вох 3), наоборот, резко усиливается в момент третьего пика и обеспечивает до 50% яркости излучения на этой стадии. Отметим, что этот источник, несмотря на свою близость к северной петле, является результатом высыпания электронов из северного основания средней петли (Middle Loop, рис. 3.9а, 3.14, 3.16). Инжекция электронов в данную петлю пространственно удалена от северной петли. В целом, складывается впечатление, что аркада “поджигается” с двух сторон – южной и северной, в результате взаимодействия магнитного жгута (рис. 3.9а, 3.16) с вышележащими магнитными полями. Это взаимодействие не сводится к стационарной инжекции электронов в каждую из магнитных структур на протяжении всего события. Параметры, связанные с направлением инжекции и спектром ускоренных электронов меняют свои характеристики на масштабе времени порядка времени одного пика или 30-80с. В связи с этим, любопытно отметить работу [50], в которой проводилось моделирование одиночной магнитной петли в событии 10 ноября 2002 года в которой для согласования с наблюдениями был использован источник ускоренных электронов также нестационарный как по питч-угловому распределению, так и по энергии. В целом, такая картина выглядит вполне реалистично. Стабильность параметров энерговыделения в подобном взрывном событии является менее вероятным. Однако, в отдельные фазы вспышки на масштабах много больших, чем время высвечивания инжектированных в петлю электронов в жестком рентгеновском диапазоне, моделирование вполне возможно и приводит к согласующимся результатам, которые приведены в таблице 8. Следует также отметить, что во всех петлях, несмотря на различие характеристик

магнитного поля и плазмы, источник ускоренных электронов совпадает по типу питч-углового и энергетического распределения. Число высокоэнергичных электронов, ответственных за радиоизлучение ( $>300$  кэВ) при этом недостаточно для представления спектра ускоренных электронов в источнике двух степенной функцией. В области энергий 240–320 кэВ необходим излом спектра, который предполагает, по сути, наличие двух популяций электронов. Таким образом, все основные источники излучений были объяснены в рамках представленного метода диагностики ускоренных электронов и плазмы. Однако, остались несколько не решенных до конца вопросов. Во-первых, концентрация ускоренных электронов с энергиями более 300кэВ в средней петле не диагностируется в силу малости магнитного поля в данной петле, если предположить равенство количества ускоренных электронов в средней и северной петлях. Т.е. мы не можем однозначно судить об их концентрации, что отмечено в таблице 8 вопросительным знаком. Во-вторых, в момент третьего пика ЖР излучения на рисунке 3.10с виден источник на 17, 34 ГГц в области, которая обозначена на рисунке 3.16 как бокс 4 (т.е. южнее, чем на первых двух пиках). Этот источник является основным на фазе спада. На первых двух пиках он отсутствовал. Он не ассоциируется с модельными петлями и, вероятно, является индикатором области ускорения. Это требует дополнительного анализа.

### **3.3. Выводы к главе 3**

В параграфе 3.1. представлено моделирование вспышечного события 10 ноября 2002 года в жестком рентгеновском и радио диапазонах с привлечением данных, полученных на спутнике RHESSI и радиогелиографе Nobeyama. За основу взяты величины потока, энергетический спектр и пространственные изображения в рассматриваемых диапазонах, а также их зависимость от времени. Магнитное поле восстанавливалось по LOS магнитограмме MDI/SOHO. Исходя из наблюдаемых величин для данной вспышки, первоначально проводится моделирование динамики ускоренных электронов в плазме вспышечной петли в предположении временного, энергетического, углового и пространственного распределений в момент инжекции на основе решения релятивистского кинетического уравнения Фоккера-Планка. По рассчитанным распределениям электронов были вычислены распределения яркости рентгеновского излучения вдоль магнитной петли, построены рентгеновские и радио изображения. Совпадение рассчитанных характеристик с наблюдаемыми как в момент

максимума, так и в динамике являлось основным критерием выбора конкретной модели данной вспышки. В результате удалось наложить ограничения на параметры углового, энергетического, временного и пространственного распределений излучающих частиц в источнике электронов.

Всем перечисленным выше критериям удовлетворила модель с параметрами в узком диапазоне, а именно: анизотропный источник ускоренных электронов в вершине петли типа  $S_2(\alpha) = \cos^8(\alpha)$  (в начальной фазе вспышки источник асимметричный с впрыском электронов в южное основание с углом раствора  $36^\circ$ ), энергетический спектр в фазе максимума, состоит из двух популяций электронов, низкоэнергичная часть до переходной области 350–420 кэВ характеризуется наклоном с показателем  $\delta_1 = 2.7\text{--}2.9$ , выше 420 кэВ  $\delta_2 = 2\text{--}2.3$ . Поток энергии ускоренных электронов составил  $\sim 2 \cdot 10^9$  эрг/см<sup>2</sup>с. В диапазоне энергий (0.03–10)МэВ средняя концентрация ускоренных электронов составляет  $n_b \approx 10^7$  см<sup>-3</sup> в области радиоисточника 17ГГц и  $n_b \sim 2 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup> в области жесткого рентгеновского источника в южной части магнитной петли. Средняя концентрация ускоренных электронов, преимущественно ответственных за излучение на 17 ГГц и 34 ГГц, составляет  $n_b \sim 3 \times 10^3$  см<sup>-3</sup> ( $E > 350$  кэВ). Длина магнитной петли по оценкам составляет  $L \approx 5.5 \cdot 10^9$  см. Магнитное поле в вершине 66 Гс, в основаниях - 400 Гс в южном и 1000 Гс в северном. Установлено, что в данной вспышке рассеяние электронов по питч-углам на турбулентности не значительно, так как даже низкий уровень турбулентности приводит к существенному изменению соотношения яркости рентгеновских источников в основаниях петли в случае магнитных флуктуаций или появлению рентгеновского источника в вершине петли в случае ионно-звуковой турбулентности.

Концентрация фоновой плазмы в вершине петли в начале вспышки составляет  $10^9$  см<sup>-3</sup>, в фазе максимума повышается за счет эффекта испарения до  $10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Динамика соотношений потоков рентгеновских источников во времени, в южном и северном основаниях петли, определяется изменением концентрации фоновой плазмы, причем высокие значения соотношений в начальной фазе вспышке связаны с первоначальной асимметрией инжекции ускоренных электронов, которая происходила преимущественно в южное основание из области вершины петли. Наблюдаемая в спектре фотонов временная эволюция спектра Soft-Hard-Soft модулируется

аналогичной зависимостью спектрального индекса электронов в источнике в диапазоне  $\delta_1 = 4.5-2.8-4$ .

В параграфе 3.2. проведено многоволновое исследование и моделирование солнечной вспышки SOL2014-09-23T23:11, GOES-класс M2.5. Детально исследованы радио (Nobeyama Radioheliograph) и рентгеновские (RHESSI) карты излучения и энергетические спектры, их временная и пространственная эволюция с наложением источников излучения на структуру магнитного поля. Впервые проведено моделирование распространения ускоренных электронов сразу в нескольких характерных магнитных структурах вспышечной аркады. Подобраны функции инъекции ускоренных электронов, зависящие от координаты вдоль магнитной петли, питч-угла и энергии, которые позволили качественно и количественно согласовать данные наблюдений с результатами моделирования таким образом, чтобы рассчитанные параметры излучения соответствовали наблюдаемым распределениям яркости жесткого рентгеновского излучения в диапазоне 28–135 кэВ и гиротронного излучения 17, 35 ГГц. Энергетический спектр пучка электронов при этом соответствовал одно и двух степенным функциям с показателями спектра в диапазонах  $\delta_1 \approx 4-5$ ,  $\delta_2 \approx 2.0-2.4$ , и энергией излома спектра  $E_{br} \approx 240-320$  кэВ, в зависимости от конкретной магнитной структуры. Питч-угловое распределение ускоренных электронов представляет собой анизотропный поток электронов с углом раствора  $\sim 80^\circ$  из вершин магнитных петель в направлении основания с доминирующим жестким рентгеновским источником.

## Заключение

В физике солнечных вспышек центральными вопросами являются процессы формирования вспышечных конфигураций магнитных полей (стадия предвестника), трансформация энергии поля по различным каналам, в частности, в кинетическую энергию заряженных частиц (взрывная фаза) и, наконец, в энергию вторичных излучений. Измерения характеристик УФ –излучения, радиоизлучения, рентгеновского и гамма излучения в последние десятилетия позволили более тщательно подойти к рассмотрению задачи диагностики вспышечной плазмы и определению характеристик пучков ускоренных частиц.

В первых двух главах диссертационной работы рассматривается модельная задача кинетики пучка ускоренных электронов и генерации им рентгеновского излучения в магнитоактивной плазме, основываясь на пространственном распределении и спектре жесткого рентгеновского и микроволнового радиоизлучения, полученного из наблюдений. В модельной задаче кинетики пучка должны быть заданы параметры плазмы и пучка. Параметры плазмы (концентрация, степень ионизации), распределение магнитного поля (пробочное отношение) и пучка (энергетический спектр, питч-угловое распределение, пространственное и временное распределения) варьируются в пределах величин, соответствующих значениям в солнечных вспышках. Особое внимание уделяется моделям с изотропным и остронаправленным питч-угловым распределением ускоренных электронов в момент их инжекции, приводящим к существенно различным характеристикам жесткого рентгеновского излучения. Задача рассматривается в предположении сильного магнитного поля, плазменный параметр  $\beta \ll 1$ . В уравнении Фоккера-Планка для функции распределения ускоренных электронов учитываются кулоновские соударения электронов с частицами плазмы, их магнитное отражение, рассеяние на ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуациях, обратный компенсирующий ток. В диссертации показано, что характеристики наблюдаемого излучения, как, например, высота источников, их локализация вдоль петли, относительное положение и относительное соотношение интенсивностей, наклон спектра в различных областях петли, степень поляризации, могут быть объяснены только при решении многопараметрической задачи, которая учитывает всю комплексность условий в активной области и возможные физические процессы, протекающие при интенсивном энерговыделении.

**К основным результатам, полученным в диссертации можно отнести следующие:**

1. Разработан алгоритм диагностики питч-углового, энергетического и пространственного распределений ускоренных электронов, инжектируемых во вспышечную магнитную петлю. Метод основан на решении релятивистского нестационарного кинетического уравнения для ускоренных электронов, в котором учитываются процессы переноса электронов в неоднородном магнитном поле и коронально-хромосферной плазме вспышечных петель, рассеяние на ионах плазмы, ионно-звуковой турбулентности и магнитных флуктуациях, а также магнитное отражение и эффекты обратного тока.
2. На модельных данных, не противоречащих наблюдениям, произведен расчет влияния на поток, спектр, временные задержки и степень линейной поляризации ЖР излучения частичной ионизации плазмы в хромосфере, обратного тока, ионно-звуковой турбулентности, магнитных флуктуаций, параметров источника ускоренных электронов и магнитного поля. Получены обширные сведения об изменениях в локализации источников вдоль вспышечной магнитной петли, спектрах, временной эволюции ЖР излучения в зависимости от указанных параметров.
3. Проведена диагностика пучка ускоренных электронов, магнитного поля и плазмы во вспышечных событиях 10 ноября 2002г, 03:06UT и 23 сентября 2014г, 23:11UT. В результате найдены параметры питч-углового, энергетического распределений ускоренных электронов в момент их инжекции в вершины магнитных петель, а также параметры плазмы и магнитного поля, что позволило объяснить наблюдаемые в данных событиях, пространственные и спектральные характеристики рентгеновского и радиоизлучения.

**Результаты по пространственной локализации источников ЖР излучения вдоль вспышечных петель.**

1. Показано, что наличие асимметричности в распределении магнитного поля вдоль петли (что скорее всего имеет место в активных областях Солнца) существенно ослабляет влияние параметров, которые способствуют возникновению источника ЖР излучения в вершине, такие как: широкое питч-угловое распределение

ускоренных электронов, большие значения показателя наклона спектра (мягкость), сильный градиент магнитного поля, высокая концентрация плазмы в корональной части петли, эффекты обратного тока и дополнительное рассеяние на магнитных флуктуациях. Таким образом, относительно редкое наблюдение источников в короне во время вспышек в диапазоне энергий выше 30кэВ свидетельствует о сильно асимметричных магнитных конфигурациях с большим конусом потерь в одном из оснований и/или анизотропным распределением электронов.

2. Влияние индуцированного электрического поля (обратного компенсирующего тока) проявляется в усилении яркости ЖР излучения в вершине (по сравнению с яркостью в основании) до ~35-50%, только в случае мягкого спектра электронов с показателем спектра  $\delta \geq 5$ , для потоков энергии ускоренных электронов не ниже  $F_{el} = 10^{11}$  эрг /см<sup>2</sup> с, соответствующих мощным вспышкам. Спектр ЖР излучения ужестчается в среднем на 0.25 единицы во всех частях петли (для концентрации плазмы в короне  $< 3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>).
3. Учет частичной ионизации в хромосфере приводит к усилению излучения в диапазоне энергий 29-135 кэВ в основаниях в 1.6-2 раза в зависимости от профиля концентрации при  $\delta < 5$ ,  $V_{max}/V_0 \sim 2$  и в 1.3-1.5 раза при  $\delta \geq 5$ ,  $V_{max}/V_0 \gg 2$ . Вывод справедлив для изотропных и анизотропных источников. Профиль концентрации оказывает существенное влияние на интегральные временные задержки во всех случаях, кроме анизотропных моделей с малым отношением  $V_{max}/V_0$  и  $\delta < 5$ , либо кроме моделей с существенным вкладом излучения из вершины (например,  $S(\alpha)=1$ ,  $\delta=5$ ,  $V_{max}/V_0=7$ ).

### **Энергетические спектры, поляризация ЖР излучения.**

4. Показатель интегрального по петле энергетического спектра излучения в диапазоне 29-58кэВ для анизотропных или асимметричных распределений электронов становится более жестким на 0.1-0.3 единицы (для мягкого спектра электронов и/или высоких значений  $V_{max}/V_0$ ). Увеличение отношения (градиента магнитного поля)  $V_{max}/V_0$  приводит к смягчению интегрального спектра ЖР излучения на 0.1-0.3 единицы в результате возрастания вклада в ЖР излучение локального источника в вершине в модели с изотропным распределением по питч - углам (в анизотропных

случаях эффект незначителен). При концентрации плазмы в короне  $>5 \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$  влияние изменения отношения  $V_{\text{max}}/B_0$  ослабевает.

5. Спектр ЖР излучения в основаниях петли не чувствителен к пичч-угловому распределению электронов в момент инжекции. В вершине петли спектр становится жестче на  $\sim 0.4$  единицы при возрастании концентрации плазмы от значения  $6.5 \cdot 10^9$  до  $5 \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$  (в анизотропных моделях эффект незначительный).
6. Степень поляризации излучения в вершине петли в диапазоне энергий 29-135кэВ в изотропных моделях может достигать значений 16-26%, в случае анизотропного источника электронов степень поляризации меняет знак и достигает значений минус 26-35%. Увеличение концентрации плазмы в корональной части петли или отношения  $V_{\text{max}}/B_0$  приводит к уменьшению степени поляризации на 5-12%. Высокие значения отрицательной поляризации, как правило, соответствуют областям с малой интенсивностью излучения, что делает невозможным ее детектирование, кроме случая залимбовых событий. Асимметричность магнитной петли или источника электронов приводит к появлению области смены знака поляризации. Энергетический спектр электронов не оказывает существенного влияния на степень поляризации в диапазоне энергий 29-135кэВ.

### **Спектры временных задержек ЖР излучения**

7. Согласно расчетам, спадающие с ростом энергии интегральные спектры временных задержек более вероятно наблюдаются при невысокой концентрации плазмы в корональной части петли  $n < 10^{10} \text{см}^{-3}$ , и/или при толще в основании петли с концентрацией  $10^{12}-10^{14} \text{см}^{-3} \geq 2.5 \text{Мм}$ , при анизотропии источника ускоренных электронов с долей электронов вне конуса потерь менее 0.05 в сочетании с низкой концентрацией в вершине и жестким спектром электронов. Повышение концентрации плазмы в вершине петли приводят к растущим спектрам задержек в большинстве случаев.
8. При несимметричном магнитном поле происходит смена всех растущих спектров на спадающие вне зависимости от концентрации плазмы в короне и анизотропности источника.
9. Интегральные спектры временных задержек слабо «чувствительны» к наклону энергетического спектра электронов и к асимметрии инжекции.

## **Влияние турбулентности на кинетику распространения ускоренных электронов.**

10. Показано, что присутствие магнитных флуктуаций (однородно распределенных или локализованных в корональной части петли с характерным масштабом  $\sim 10$  Мм) при  $\lambda_B = 10^7$  см,  $\delta B/B = 5 \cdot 10^{-2}$  приводит, в момент максимума инжекции электронов, к усилению интенсивности жесткого рентгеновского излучения в основаниях петли в 1.6-2.5 раза в случае изотропного источника. ЖР источник в вершине при этом становится менее ярким. Данный эффект слабо зависит от показателя спектра электронов в источнике и от градиента магнитного поля.
11. Для узконаправленных пучков электронов рассеяние на флуктуациях магнитного поля увеличивает интенсивность ЖР излучения в  $\sim 2-3$  раза практически вдоль всей петли и ослабляет в основаниях на  $\sim 30\%$  в отличие от изотропного случая. При асимметричной инжекции возрастает яркость части петли, противоположной направлению инжекции. Перечисленные выше эффекты существенно ослабевают при наличии значительной асимметрии распределения магнитного поля.
12. Энергетические спектры ЖР излучения при рассеянии ускоренных электронов на флуктуациях магнитного поля становятся более жесткими на  $\sim 0.2-0.6$  единицы в основаниях и более мягкими (плюс  $\sim 0.3$ ) в вершине. Эффект возрастает в случае изотропного распределения электронов в источнике и с повышением отношения  $V_{\max}/V_0$  и уменьшается с ростом концентрации плазмы в вершине петли.
13. В изотропных моделях рассеяние электронов на ионно-звуковой турбулентности, с плотностью энергии  $W^s/nk_B T_e = 5 \cdot 10^{-5}$ , приводит к накоплению в вершине петли электронов с энергией до  $\sim 70$  кэВ, и накоплению высокоэнергичных электронов в области между вершиной и верхними слоями хромосферы. В то время как при рассеянии на магнитных флуктуациях высокоэнергичные электроны накапливаются ближе к верхней хромосфере, а число низкоэнергичных электронов в вершине уменьшается. В анизотропных моделях влияние обеих мод турбулентности подобное, приводящее к накоплению электронов в вершине.
14. В не симметричных случаях (асимметричное магнитное поле или угловое распределение в инжекторе) ионно-звуковая турбулентность оказывается в состоянии препятствовать уходу частиц в конус потерь, что радикально меняет

распределение излучения вдоль петли и спектр электронов в основании, делая его жестче на  $\sim 0.8$  единицы. Кроме того, спектр становится более жестким даже в вершине петли на  $\sim 0.6$  единицы, если первоначальное распределение электронов узконаправленное.

15. Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий 28-134 кэВ при учете магнитных флуктуаций уменьшается во всех случаях. Наклон энергетического спектра большой роли не играет. При учете ионно-звуковой моды степень поляризации во всех случаях падает практически до нуля в рассмотренном диапазоне энергий 28-134 кэВ.

### **Результаты моделирования кинетики ускоренных электронов, ЖР излучения в плазме солнечных вспышек SOL2002-11-10T03:06 и SOL2014-09-23T23:11.**

16. Результаты моделирования распространения ускоренных электронов в плазме магнитных петель, выполненные в предыдущих двух Главах, позволяют рассмотреть динамику пучка электронов и плазмы в конкретных солнечных событиях. Во вспышке **SOL2002-11-10T03:06** (M2.6) зарегистрировано ЖР излучение в диапазоне 30-150 кэВ с пространственным разрешением, позволяющим локализовать источники излучения. По результатам анализа данных, полученных на RHESSI, MDI/SOHO и радиогелиографе Нобеяма, были определены характеристики вспышки, которые использовались при моделировании процессов распространения и излучения ускоренных электронов.
17. В отличие от модельных задач, для данной вспышки восстанавливалась структура магнитного поля по данным MDI с использованием программы GX Simulator. Параметры источника ускоренных электронов (питч-угловое, энергетическое, пространственное распределения) во вспышечном событии 10 ноября 2002г. получены в результате моделирования процесса переноса электронов в восстановленном магнитном поле солнечной короны, расчета жесткого рентгеновского и радиоизлучения при условии согласования расчетных характеристик излучения с наблюдаемыми. Перечисленным выше критериям удовлетворила модель пучка и плазмы с параметрами в узком диапазоне, а именно: анизотропный источник ускоренных электронов в вершине петли квазипродольного типа  $S_2(\alpha) = \cos^8(\alpha)$  (в начальной фазе вспышки источник асимметричный с

инжекцией электронов в южное основание с углом раствора  $\sim 36^\circ$ ), энергетический спектр в фазе максимума состоит из двух популяций электронов, низкоэнергичная часть спектра до переходной области энергий 350–420 кэВ характеризуется наклоном с показателем спектра  $\delta_1 = 2.7\text{--}2.9$ , выше 420 кэВ показатель спектра  $\delta_2 = 2\text{--}2.3$ . Поток энергии ускоренных электронов с энергией выше 30 кэВ составил  $\sim 2 \cdot 10^9$  эрг/см<sup>2</sup>с. Длина магнитной петли по оценкам составляет  $L \approx 5.5 \cdot 10^9$  см. Магнитное поле в вершине  $\sim 66$  Гс, в основаниях  $\sim 400$  Гс в южном и  $\sim 1000$  Гс в северном. Показано, что в данной вспышке роль дополнительных механизмов рассеяния электронов по питч-углам не значительна, так как даже при низком уровне турбулентности рассеяние электронов приводит к существенному изменению соотношения яркости рентгеновских источников в основаниях петли в случае магнитных флуктуаций или появлению рентгеновского источника в вершине петли в случае ионно-звуковой турбулентности, что не наблюдалось. Концентрация фоновой плазмы в вершине петли в начале вспышки составляет  $10^9$  см<sup>-3</sup>, в фазе максимума повышается за счет эффекта испарения до  $10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Динамика соотношения потоков ЖР излучений во времени в южном и северном основаниях петли определяется увеличением концентрации фоновой плазмы.

18. Впервые проведено моделирование распространения ускоренных электронов сразу в нескольких характерных магнитных структурах вспышечной аркады события **SOL2014-09-23T23:11**. Подобраны функции инъекции ускоренных электронов, зависящие от координаты вдоль магнитной петли, питч-угла и энергии, которые позволили качественно и количественно согласовать данные наблюдений с результатами моделирования таким образом, чтобы рассчитанные параметры излучения соответствовали наблюдаемым распределениям яркости жесткого рентгеновского излучения в диапазоне 28–135 кэВ и гиротронного излучения 17, 35 ГГц. Энергетический спектр пучка электронов при этом соответствовал одно и двух степенным функциям с показателями спектра в диапазонах  $\delta_1 \approx 4\text{--}5$ ,  $\delta_2 \approx 2.0\text{--}2.4$ , и энергией излома спектра  $E_{br} \approx 240\text{--}320$  кэВ, в зависимости от конкретной магнитной структуры. Питч-угловое распределение ускоренных электронов представляет собой анизотропный поток электронов с углом раствора  $\sim 80^\circ$  из вершин магнитных петель в направлении основания с доминирующим жестким рентгеновским источником.

Попытки найти объяснение различным феноменам, которые обнаруживаются во время вспышки, сталкиваются с ограничениями наблюдательного характера. Для проведения качественного анализа вспышки необходимо ее наблюдение одновременно в широком диапазоне длин волн. Перспективными в этом направлении можно считать «стереоскопические» наблюдения рентгеновского и радио излучений, которые позволят определять направленность излучения, характеристики залимбовых источников [46, 86, 98, 114] в том числе и высокоэнергичного гамма-излучения ( $>100$  МэВ) [11] и их корреляцию с событиями на «видимой» стороне Солнца. В целом, можно утверждать, что дальнейшее углубление наших знаний о природе и динамике активных событий будет происходить посредством объединения или комбинирования различных методов диагностики плазмы и магнитного поля и численного анализа многомерных кинетических и МГД уравнений, которые охватывают физические процессы от уровня фотосферы и верхней короны Солнца вплоть до магнитосферы Земли.

## Литература

1. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы (2-е издание) / В.Л. Гинзбург. Рипол Классик, 1987.
2. Горбиков С.П., Мельников В.Ф. Численное решение уравнения Фоккера-Планка в задачах моделирования распределения частиц в солнечных магнитных ловушках // Математическое моделирование. - 2007. Vol. 19, № 2. - p. 112–122.
3. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика / С.А. Каплан, В.Н. Цытович. - Москва: Наука, 1972. - 440 с.
4. Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е. Кинетика быстрых электронов, проходящих через ионно-звуковые фронты в солнечных вспышках // Астрономический журнал. - 1991. Vol. 68, № 4–6. - p. 825.
5. Степанов А.В., Зайцев В.В., Накаряков В.М. Актуальные проблемы астрофизики // Успехи физических наук. - 2012.
6. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы / Франк-Каменецкий Д.А. - Москва: Атомиздат, 1968. - 281 с.
7. Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме / В.Н. Цытович. - Москва: Наука, 1967. - 287 с.
8. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы / В.Н. Цытович. - Москва: Атомиздат, 1971. - 420 с.
9. Чариков Ю.Е., Глобина В.И., Складорова Е.М. Спектры временных задержек жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек по данным спектрометра BATSE // Научно-Технические ведомости Санкт-Петербургского Государственного Политехнического Университета. - 2013. Vol. 3, № 177. - p. 237–244.
10. Haug E. Contribution of electron-electron bremsstrahlung to solar hard X-radiation during flares // Solar Physics. - 1975. Vol. 45, № 2. - p. 453–458.
11. Ackermann M., Allafort A., Baldini L., Barbiellini G., Bastieri D., Bellazzini R., Bissaldi E. [и др.]. Fermi-LAT Observations of High-energy Behind-the-limb Solar Flares // The Astrophysical Journal. - 2017. Vol. 835, № 219. - p. 13.
12. Allred J.C., Hawley S.L., Abbett W.P., Carlsson M. Radiative Hydrodynamic Models of the Optical and Ultraviolet Emission from Solar Flares // The Astrophysical Journal. - 2005. Vol. 630, № 1. - p. 573–586.
13. Allred J.C., Kowalski A.F., Carlsson M. A unified computational model for solar and stellar flares // The Astrophysical Journal. - 2015. Vol. 809, № 1. - p. 104.
14. Aptekar R.L., Frederiks D.D., Golenetskii S. V., Ilynskii V.N., Mazets E.P., Panov V.N., Sokolova Z.J. [и др.]. Konus-W gamma-ray burst experiment for the GGS Wind spacecraft // Space Science Reviews. - 1995. Vol. 71. - p. 265–272.
15. Arber T.D., Melnikov V.F. Thermal fronts in flaring magnetic loops // The Astrophysical Journal. - 2009. Vol. 690, № 1. - p. 238–243.
16. Aschwanden M.J., Bynum R.M., Kosugi T., Hudson H.S., Schwartz R.A. Electron Trapping Times and Trap Densities in Solar Flare Loops Measured with COMPTON and YОНКОH // The Astrophysical Journal. - 1997. Vol. 487, № 2. - p. 936–955.
17. Aschwanden M.J. Deconvolution of Directly Precipitating and Trap-Precipitating

Electrons in Solar Flare Hard X-Rays. I. Method and Tests // *The Astrophysical Journal*. - 1998. Vol. 502, № 1. - p. 455–467.

18. Aschwanden M.J. A Nonlinear Force-Free Magnetic Field Approximation Suitable for Fast Forward-Fitting to Coronal Loops. I. Theory // *Solar Physics*. - 2013. Vol. 287, № 1–2. - p. 323–344.

19. Aschwanden M.J. The Vertical Current Approximation Nonlinear Force-Free Field Code - Description, Performance Tests, and Measurements of Magnetic Energies Dissipated in Solar Flares // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. - 2016. Vol. 224, № 2. - p. 32.

20. Aschwanden M.J., Holman G., O’Flanagan A., Caspi A., McTiernan J.M., Kontar E.P. Global Energetics of Solar Flares: III. Non thermal Energies // *The Astrophysical Journal*. - 2016. Vol. 832, № 1. - p. 27.

21. Aschwanden M.J., Alexander D. Flare Plasma Cooling from 30 MK down to 1 MK modeled from Yohkoh, GOES, and TRACE observations during the Bastille Day Event (14 July 2000) // *Solar Physics*. - 2001. Vol. 204, № 1/2. - p. 91–120.

22. Aschwanden M.J., Brown J.C., Kontar E.P. Chromospheric Height and Density Measurements in a Solar Flare Observed with RHESSI II. Data Analysis // *Solar Physics*. - 2002. Vol. 210, № 1/2. - p. 383–405.

23. Aschwanden M.J., Nightingale R.W., Alexander D. Evidence for Nonuniform Heating of Coronal Loops Inferred from Multithread Modeling of TRACE Data // *The Astrophysical Journal*. - 2000. Vol. 541, № 2. - p. 1059–1077.

24. Aschwanden M.J., Schwartz R.A., Alt D.M. Electron Time-of-Flight Differences in Solar Flares // *The Astrophysical Journal*. - 1995. Vol. 447. - p. 923.

25. Bai T. Studies on solar hard X-Rays and gamma-rays: Compton backscatter, anisotropy, polarization and evidence for two phases of acceleration // Ph.D. Thesis - Maryland Univ. National Aeronautics and Space Administration. Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD. - 1977.

26. Bai T., Ramaty R. Backscatter, anisotropy, and polarization of solar hard X-rays // *The Astrophysical Journal*. - 1978. Vol. 219. - p. 705–726.

27. Battaglia M., Benz A.O. Relations between concurrent hard X-ray sources in solar flares // *Astronomy and Astrophysics*. - 2006. Vol. 456, № 2. - p. 751–760.

28. Battaglia M., Benz A.O. Observational evidence for return currents in solar flare loops // *Astronomy and Astrophysics*. - 2008. Vol. 487, № 1. - p. 337–344.

29. Battaglia M., Kontar E.P. Hard X-Ray Footpoint Sizes and Positions As Diagnostics of Flare Accelerated Energetic Electrons in the Low Solar Atmosphere // *The Astrophysical Journal*. - 2011. Vol. 735, № 1. - p. 42.

30. Bespalov P.A., Zaitsev V. V., Stepanov A. V. Consequences of strong pitch-angle diffusion of particles in solar flares // *The Astrophysical Journal*. - 1991. Vol. 374. - p. 369.

31. Bian N.H., Watters J.M., Kontar E.P., Emslie A.G. Anomalous cooling of coronal loops with turbulent suppression of thermal conduction // *The Astrophysical Journal*. - 2016. Vol. 833, № 1. - p. 76.

32. Bian N.H., Kontar E.P., Brown J.C. Parallel electric field generation by Alfvén wave turbulence // *Astronomy and Astrophysics*. - 2010. Vol. 519. - p. A114.

33. Bian N.H., Kontar E.P., Emslie A.G. Suppression of parallel transport in turbulent magnetized plasmas and its impact on the non-thermal and thermal aspects of solar flares // *The*

Astrophysical Journal. - 2016. Vol. 824, № 2. - p. 78.

34. Bian N.H., Kontar E.P., MacKinnon A.L. Turbulent cross-field transport of non-thermal electrons in coronal loops: theory and observations // *Astronomy & Astrophysics*. - 2011. Vol. 535. - p. A18.

35. Bogachev S.A., Somov B. V., Kosugi T., Sakao T. The Motions of the Hard X-Ray Sources in Solar Flares: Images and Statistics // *The Astrophysical Journal*. - 2005. Vol. 630, № 1. - p. 561–572.

36. Bogachev S.A., Somov B. V. Comparison of the Fermi and betatron acceleration efficiencies in collapsing magnetic traps // *Astronomy Letters*. - 2005. Vol. 31, № 8. - p. 537–545.

37. Brooks D.H., Warren H.P., Ugarte-Urra I. Solar Coronal Loops Resolved by Hinode and SDO // eprint arXiv:1205.5814. - 2012.

38. Brown J.C. The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard X-ray bursts // *Solar Physics*. - 1971. Vol. 18, № 3. - p. 489–502.

39. Brown J.C. Thick target X-ray bremsstrahlung from partially ionised targets in solar flares // *Solar Physics*. - 1973. Vol. 28, № 1. - p. 151–158.

40. Brown J.C. The temperature structure of chromospheric flares heated by non-thermal electrons // *Solar Physics*. - 1973. Vol. 31, № 1. - p. 143–169.

41. Brown J.C., Carlaw V.A., Cromwell D., Kane S.R. A comparison of the thick-target model with stereo data on the height structure of solar hard x-ray bursts // *Solar Physics*. - 1983. Vol. 88, № 1–2. - p. 281–295.

42. Brown J.C., Emslie A.G. Analytic limits on the forms of spectra possible from optically thin collisional bremsstrahlung source models // *The Astrophysical Journal*. - 1988. Vol. 331. - p. 554.

43. Brown J.C., MacKinnon A.L. Bremsstrahlung spectra from thick-target electron beams with noncollisional energy losses // *The Astrophysical Journal*. - 1985. Vol. 292. - p. L31.

44. Brown J.C., Melrose D.B., Spicer D.S. Production of a collisionless conduction front by rapid coronal heating and its role in solar hard X-ray bursts // *The Astrophysical Journal*. - 1979. Vol. 228. - p. 592–597.

45. Bykov A.M., Fleishman G.D. Particle acceleration by strong turbulence in solar flares: theory of spectrum evolution // *The Astrophysical Journal*. - 2009. Vol. 692, № 1. - p. L45–L49.

46. Casadei D., Jeffrey N.L.S., Kontar E.P. Stereoscopic measurements of X-ray anisotropy in solar flares with STIX and MiSolFA // eprint arXiv:1702.08795. - 2017.

47. Charikov Y.E., Globina V.I., Shabalin A.N., Elfimova E.P. Localization of electron acceleration in solar flares based on the spectrum analysis of hard X-ray time delays // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2015. Vol. 55, № 7. - p. 1000–1007.

48. Charikov Y.E., Melnikov V.F., Kudryavtsev I. V. Intensity and polarization of the hard X-ray radiation of solar flares at the top and footpoints of a magnetic loop // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2012. Vol. 52, № 8. - p. 1021–1031.

49. Charikov Y.E., Shabalin A.N. Hard X-ray generation in the turbulent plasma of solar flares // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2016. Vol. 56, № 8. - p. 1068–1074.

50. Charikov Y.E., Shabalin A.N., Kuznetsov S.A. Modeling of Physical Processes by Analysis of Hard X-Ray and Microwave Radiations in the Solar Flare of November 10, 2002 //

Geomagnetism and Aeronomy. - 2017. Vol. 57, № 8. - p. 1009–1017.

51. Chen B., Bastian T.S. The role of Inverse Compton scattering in solar coronal hard x-ray and  $\gamma$ -ray sources // *The Astrophysical Journal*. - 2012. Vol. 750, № 1. - p. 35.

52. Dennis B.R., Pernak R.L. Hard x-ray flare source sizes measured with the Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager // *The Astrophysical Journal*. - 2009. Vol. 698, № 2. - p. 2131–2143.

53. DeRosa M.L., Schrijver C.J., Barnes G., Leka K.D., Lites B.W., Aschwanden M.J., Amari T. [и др.]. A Critical Assessment of Nonlinear Force-Free Field Modeling of the Solar Corona for Active Region 10953 // *The Astrophysical Journal*. - 2009. Vol. 696, № 2. - p. 1780–1791.

54. Diakonov S.V., Somov B.V. Thermal electrons runaway from a hot plasma during a flare in the reverse-current model and their X-ray bremsstrahlung // *Solar Physics*. - 1988. Vol. 116, № 1. - p. 119–139.

55. Emslie A.G. The collisional interaction of a beam of charged particles with a hydrogen target of arbitrary ionization level // *The Astrophysical Journal*. - 1978. Vol. 224. - p. 241.

56. Favata F., Micela G. Stellar coronal astronomy // *Space Science Reviews*. 2003. T. 108. № 4. 577–708 с.

57. Fishman G.J., Meegan C.A., Wilson R.B., Pacias W.S., Pendleton G.N. The BATSE experiment on the Compton Gamma Ray Observatory: Status and some early results / Gerald J. Fishman // *The Compton Observatory Science Workshop 1992*. C.26–34.

58. Fleishman G.D., Xu Y., Nita G.N., Gary D.E. Validation of the coronal thick target source model // *The Astrophysical Journal*. - 2016. Vol. 816, № 2. - p. 62.

59. Fleishman G.D., Pal'shin V.D., Meshalkina N., Lysenko A.L., Kashapova L.K., Altyntsev A.T. A cold flare with delayed heating // *The Astrophysical Journal*. - 2016. Vol. 822, № 2. - p. 71.

60. Fleishman G.D., Anfinogentov S., Loukitcheva M., Mysh'yakov I., Stupishin A. Casting the Coronal Magnetic Field Reconstruction Tools in 3D Using the MHD Bifrost Model // *The Astrophysical Journal*. - 2017. Vol. 839, № 30. - p. 27.

61. Fleishman G.D., Kuznetsov A.A. Fast Gyrosynchrotron Codes // *The Astrophysical Journal*. - 2010. Vol. 721. - p. 1127–1141.

62. Fleishman G.D., Melnikov V.F. Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Electron Distributions // *The Astrophysical Journal*. - 2003. Vol. 587, № 2. - p. 823–835.

63. Fletcher L., Dennis B.R., Hudson H.S., Krucker S., Phillips K., Veronig A., Battaglia M. [и др.]. An Observational Overview of Solar Flares // *Space Science Reviews*. - 2011. Vol. 159. - p. 19–106.

64. Fletcher L., Hudson H.S. Spectral and Spatial Variations of Flare Hard X-ray Footpoints // *Solar Physics*. - 2002. Vol. 210, № 1/2. - p. 307–321.

65. Galand M., Lilensten J., Kofman W., Sidje R.B. Proton transport model in the ionosphere: 1. Multistream approach of the transport equations // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. - 1997. Vol. 102, № A10. - p. 22261–22272.

66. Galand M., Richmond A.D. Magnetic mirroring in an incident proton beam // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. - 1999. Vol. 104, № A3. - p. 4447–4455.

67. Gary D.E., Fleishman G.D., Nita G.M. Magnetography of Solar Flaring Loops with

- Microwave Imaging Spectropolarimetry // *Solar Physics*. - 2013. Vol. 288, № 2. - p. 549–565.
68. Gary G.A., Allen G. Linear force-free magnetic fields for solar extrapolation and interpretation // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. - 1989. Vol. 69. - p. 323.
69. Gluckstern R.L., Hull M.H. Polarization Dependence of the Integrated Bremsstrahlung Cross Section // *Physical Review*. - 1953. Vol. 90, № 6. - p. 1030–1035.
70. Gluckstern R.L., Hull M.H., Breit G. Polarization of Bremsstrahlung Radiation // *Physical Review*. - 1953. Vol. 90, № 6. - p. 1026–1029.
71. Grigis P.C., Benz A.O. The spectral evolution of impulsive solar X-ray flares // *Astronomy and Astrophysics*. - 2004. Vol. 426. - p. 1093–1101.
72. Grigis P.C., Benz A.O. The spectral evolution of impulsive solar X-ray flares. II. Comparison of observations with models // *Astronomy and Astrophysics*. - 2005. Vol. 434, № 3. - p. 1173–1181.
73. Güdel M., Nazé Y. X-ray spectroscopy of stars // *Astronomy and Astrophysics Review*. 2009. T. 17. № 3. 309–408 c.
74. Hamilton R.J., Lu E.T., Petrosian V. Numerical solution of the time-dependent kinetic equation for electrons in magnetized plasma // *The Astrophysical Journal*. - 1990. Vol. 354. - p. 726–734.
75. Hamilton R.J., Petrosian V. Generation of plasma waves by thick-target electron beams, and the expected radiation signature // *The Astrophysical Journal*. - 1987. Vol. 321. - p. 721.
76. Hamilton R.J., Petrosian V. Stochastic acceleration of electrons. I - Effects of collisions in solar flares // *The Astrophysical Journal*. - 1992. Vol. 398. - p. 350.
77. Hannah I., Kontar E.P., Reid H. Effect of turbulent density-fluctuations on wave-particle interactions and solar flare X-ray spectra // *Astronomy & Astrophysics*. - 2013.
78. Hannah I.G., Kontar E.P., Sirenko O.K. The effect of wave-particle interactions on low-energy cutoffs in solar flare electron spectra // *The Astrophysical Journal*. - 2009. Vol. 707, № 1. - p. L45–L50.
79. Holman G.D., Aschwanden M.J., Aurass H., Battaglia M., Grigis P.C., Kontar E.P., Liu W. [и др.]. Implications of X-ray Observations for Electron Acceleration and Propagation in Solar Flares // *Space Science Reviews*. - 2011. Vol. 159, № 1–4. - p. 107–166.
80. Holman G.D., Kundu M.R., Papadopoulos K. Electron pitch angle scattering and the impulsive phase microwave and hard X-ray emission from solar flares // *The Astrophysical Journal*. - 1982. Vol. 257. - p. 354.
81. Hood A.W., Cargill P.J., Browning P.K., Tam K. V. An MHD Avalanche in a Multi-Threaded Coronal Loop // *The Astrophysical Journal*. - 2016. Vol. 817, № 1. - p. 5.
82. Hudson H.S. Energetic ions in solar g-ray flares // *Solar Physics*. - 1985. Vol. 100, № 1–2. - p. 515–535.
83. Hudson H.S., Ryan J. High-Energy Particles in Solar Flares // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. - 1995. Vol. 33, № 1. - p. 239–282.
84. Jiang Y.W., Liu S., Liu W., Petrosian V. Evolution of the Loop-Top Source of Solar Flares--Heating and Cooling Processes // *The Astrophysical Journal*. - 2005. Vol. 638, № 2. - p. 1140–1153.
85. Jing J., Xu Y., Cao W., Liu C., Gary D., Wang H. Unprecedented Fine Structure of a Solar Flare Revealed by the 1.6 m New Solar Telescope // *Scientific Reports*. - 2016. Vol. 6.

86. Kane S.R., Hurley K., McTiernan J.M., Boer M., Niel M., Kosugi T., Yoshimori M. Stereoscopic Observations of Solar Hard X-Ray Flares Made by Ulysses and Yohkoh // *The Astrophysical Journal*. - 1998. Vol. 500, № 2. - p. 1003–1008.
87. Kane S.R., Hurford G.J. RHESSI observations of the coronal component of solar flare hard X-ray sources // *Advances in Space Research*. - 2003. Vol. 32, № 12. - p. 2489–2493.
88. Karlický M. Frequency variations of solar radio zebras and their power-law ( Research Note ) // *Astronomy & Astrophysics*. - 2014. Vol. 561, № A34. - p. 4.
89. Karlický M., M. Radio continua modulated by waves: Zebra patterns in solar and pulsar radio spectra? // *Astronomy & Astrophysics*. - 2013. Vol. 552. - p. A90.
90. Kašparová J., Kontar E.P., Brown J.C. Hard X-ray spectra and positions of solar flares observed by RHESSI: photospheric albedo, directivity and electron spectra // *Astronomy and Astrophysics*. - 2007. Vol. 466, № 2. - p. 705–712.
91. Klimchuk J.A. On Solving the Coronal Heating Problem // *Solar Physics*. - 2006. Vol. 234, № 1. - p. 41–77.
92. KOCH H.W., MOTZ J.W. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data // *Reviews of Modern Physics*. - 1959. Vol. 31, № 4. - p. 920–955.
93. Kontar E.P. Dynamics of electron beams in the inhomogeneous solar corona plasma // *Solar Physics*. - 2001. Vol. 202, № 1. - p. 131–149.
94. Kontar E.P., Brown J.C., Emslie A.G., Hajdas W., Holman G.D., Hurford G.J., Kašparová J. [и др.]. Deducing Electron Properties from Hard X-ray Observations // *Space Science Reviews*. - 2011. Vol. 159, № 1–4. - p. 301–355.
95. Kontar E.P., Bian N.H., Emslie A.G., Vilmer N. Turbulent Pitch-angle Scattering and Diffusive Transport of Hard X-Ray-producing Electrons in Flaring Coronal Loops // *The Astrophysical Journal*. - 2014. Vol. 780. - p. 176.
96. Kontar E.P., Jeffrey N.L.S., Emslie A.G., Bian N.H. Collisional relaxation of electrons in a warm plasma and accelerated nonthermal electron spectra in solar flares // *The Astrophysical Journal*. - 2015. Vol. 809, № 1. - p. 11.
97. Kontar E.P., Perez J.E., Harra L.K., Kuznetsov A.A., Emslie A.G., Jeffrey N.L.S., Bian N.H. [и др.]. Turbulent Kinetic Energy in the Energy Balance of a Solar Flare // *Physical Review Letters*. - 2017. Vol. 118, № 155101.
98. Kontar E.P., Brown J.C. Stereoscopic Electron Spectroscopy of Solar Hard X-Ray Flares with a Single Spacecraft // *The Astrophysical Journal*. - 2006. Vol. 653, № 2. - p. L149–L152.
99. Kontar E.P., Hannah I.G., Bian N.H. Acceleration, magnetic fluctuations and cross-field transport of energetic electrons in a solar flare loop // *The Astrophysical Journal Letters*. - 2011. Vol. 730, № L22. - p. 6.
100. Kontar E.P., Jeffrey N.L.S. Positions and sizes of X-ray solar flare sources // *Astronomy and Astrophysics*. - 2010. Vol. 513. - p. 4.
101. Kovrizhnykh L.M. Quasilinear theory of ion-acoustic waves // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* - 1966. Vol. 24, № 3. - p. 608–611.
102. Krucker S., White S.M., Lin R.P. Solar Flare Hard X-Ray Emission from the High Corona // *The Astrophysical Journal*. - 2007. Vol. 669, № 1. - p. L49–L52.
103. Kuznetsov A.A. Superfine Temporal Structure of the Microwave Burst on 21 April 2002: What Can We Learn about the Emission Mechanism? // *Solar Physics*. - 2008. Vol. 253. -

p. 103–116.

104. Kuznetsov A.A., Kontar E.P. Spatially resolved energetic electron properties for the 21 may 2004 flare from radio observations and 3d simulations // *Solar Physics*. - 2015. Vol. 290, № 1. - p. 79–93.

105. Kuznetsov A.A., Zharkova V. V. Manifestations of Energetic Electrons With Anisotropic Distributions in Solar Flares . Ii . Gyrosynchrotron Microwave Emission // *The Astrophysical Journal*. - 2010. Vol. 722. - p. 1577–1588.

106. Kuznetsov S.A., Zimovets I. V., Morgachev A.S., Struminsky A.B. Spatio-temporal Dynamics of Sources of Hard X-Ray Pulsations in Solar Flares // *Solar Physics*. - 2016. Vol. 291, № 11. - p. 3385–3426.

107. Labrosse N., Rodger A.S. Radiative transfer in cylindrical threads with incident radiation VII. Multi-thread models // *Astronomy & Astrophysics*. - 2016. Vol. 587.

108. Larosa T.N., Moore R.L. A Mechanism for Bulk Energization in the Impulsive Phase of Solar Flares: MHD Turbulent Cascade // *The Astrophysical Journal*. - 1993. Vol. 418. - p. 912.

109. Larosa T.N., Moore R.L., Shore S.N. A new path for the electron bulk energization in solar flares: Fermi acceleration by magnetohydrodynamic turbulence in reconnection outflows // *The Astrophysical Journal*. - 1994. Vol. 425. - p. 856.

110. Leach J., Petrosian V. Impulsive phase of solar flares, characteristics of high energy electrons // *The Astrophysical Journal*. - 1981. Vol. 251. - p. 781–791.

111. Lee M.A. Coupled hydromagnetic wave excitation and ion acceleration upstream of the Earth's bow shock // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. - 1982. Vol. 87, № A7. - p. 5063–5080.

112. Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J., Smith D.M., Zehnder A., Harvey P.R., Curtis D.W. [и др.]. The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) // *Solar Physics*. - 2002. Vol. 210, № 1/2. - p. 3–32.

113. Liu W., Petrosian V., Mariska J.T. Combined modeling of acceleration, transport, and hydrodynamic response in solar flares. I. The numerical model // *The Astrophysical Journal*. - 2009. Vol. 702, № 2. - p. 1553–1566.

114. Livshits M.A., Zimovets I. V., Golovin D. V., Nizamov B.A., Vybornov V.I., Mitrofanov I.G., Kozyrev A.S. [и др.]. Catalog of Hard X-ray Solar Flares Detected with Mars Odyssey/HEND from the Mars Orbit in 2001-2016 - 2017.

115. Malanushenko A., Schrijver C.J., DeRosa M.L., Wheatland M.S. Using Coronal Loops to Reconstruct the Magnetic Field of an Active Region Before and After a Major Flare // *The Astrophysical Journal*. - 2013. Vol. 783, № 2. - p. 15.

116. Martens P.C.H., Oord G.H.J. Van Den, Hoyng P. Observations of steady anomalous magnetic heating in thin current sheets // *Solar Physics*. - 1985. Vol. 96, № 2. - p. 253–275.

117. Masuda S., Kosugi T., Hara H., Tsuneta S., Ogawara Y. A loop-top hard X-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection // *Nature*. 1994. T. 371. 495–497 c.

118. Masuda S., Kosugi T., Hara H., Sakao T., Shibata K., Tsuneta S. Hard X-Ray Sources and the Primary Energy-Release Site in Solar Flares // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. - 1995. Vol. 47. - p. 677–689.

119. McClements K.G. The quasi-linear relaxation and bremsstrahlung of thick target

- electron beams in solar flares // *Astronomy and Astrophysics*. - 1987. Vol. 175. - p. 255–262.
120. McClements K.G. The effects of magnetic field geometry on the confinement of energetic electrons in solar flares // *Astronomy and Astrophysics*. - 1992. Vol. 253. - p. 261–268.
121. McConnell M.L., Smith D.M., Emslie A.G., Lin R.P., Ryan J.M. Hard x-ray polarimetry with the Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) / Mark L. McConnell // под ред. S. Fineschi, International Society for Optics and Photonics, 2003. C.8.
122. McKean M.E., Winglee R.M., Dulk G.A. Modeling solar flare conduction fronts. I - Homogeneous plasmas and ion-acoustic turbulence. // *The Astrophysical Journal*. - 1990. Vol. 364. - p. 295–301.
123. Melnikov V.F., Charikov Y.E., Kudryavtsev I. V. Spatial brightness distribution of hard X-Ray emission along flare loops // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2013. Vol. 53, № 7. - p. 863–866.
124. Melnikov V.F., Charikov Y.E., Kudryavtsev I. V. Directivity and polarization dynamics of hard X-ray and gamma-ray emission of a flare loop // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2015. Vol. 55, № 7. - p. 983–990.
125. Melnikov V.F., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P. Formation of anisotropic distributions of mildly relativistic electrons in flaring loops // *Universal Heliophysical Processes Proceedings IAU Symposium*. - 2008. Vol. 257. - p. 323–328.
126. Melrose D.B. Turbulent acceleration in solar flares // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. - 1994. Vol. 90. - p. 623.
127. Melrose D.B., Cairns I.H., Dulk G.A. Clumpy Langmuir waves in type III solar radio bursts // *Astronomy and Astrophysics*. - 1986. Vol. 163. - p. 229–238.
128. Metcalf T.R., DeRosa M.L., Schrijver C.J., Barnes G., Ballegoijen A.A. van, Wiegmann T., Wheatland M.S. [и др.]. Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields. II. Modeling a Filament Arcade and Simulated Chromospheric and Photospheric Vector Fields // *Solar Physics*. - 2008. Vol. 247, № 2. - p. 269–299.
129. Miller J.A., Ramaty R. Ion and relativistic electron acceleration by Alfvén and whistler turbulence in solar flares // *Solar Physics*. - 1982. Vol. 113, № 1–2. - p. 195–201.
130. Morgachev A.S., Kuznetsov S.A., Melnikov V.F., Simões J.A. Modeling the distribution of circular polarization degree of microwave emission along the flare loops in event July 19, 2012 // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2015. Vol. 55, № 8. - p. 1118–1123.
131. Motorina G.G., Koudriavtsev I. V., Lazutkov V.P., Matveev G.A., Savchenko M.I., Skorodumov D. V., Charikov Y.E. On the reconstruction of the energy distribution of electrons accelerated in solar flares // *Technical Physics*. - 2012. Vol. 57, № 12. - p. 1618–1622.
132. Motorina G.G., Kudryavtsev I. V., Lazutkov V.P., Savchenko M.I., Skorodumov D. V., Charikov Y.E. Reconstruction of the energy spectrum of electrons accelerated in the April 15, 2002 solar flare based on IRIS X-ray spectrometer measurements // *Technical Physics*. - 2016. Vol. 61, № 4. - p. 525–530.
133. Mott, N.F. and Massey H.S.W. *The Theory of Atomic Collisions* / H.S.W. Mott, N.F. and Massey. 2nd Edition - изд., Clarendon Press, 1949.
134. Nakajima H., Nishio M., Enome S., Shibasaki K., Takano T., Hanaoka Y., Torii C. [и др.]. The Nobeyama radioheliograph // *Proceedings of the IEEE*. - 1994. Vol. 82, № 5. - p. 705–713.

135. Nakariakov V.M., Melnikov V.F. Quasi-Periodic Pulsations in Solar Flares // *Space Science Reviews*. - 2009. Vol. 149, № 1–4. - p. 119–151.
136. Nakariakov V.M., Melnikov V.F., Reznikova V.E. Global sausage modes of coronal loops // *Astronomy and Astrophysics*. - 2003. Vol. 412, № 1. - p. L7–L10.
137. Nakariakov V.M., Ofman L. Determination of the coronal magnetic field by coronal loop oscillations // *Astronomy and Astrophysics*. - 2001. Vol. 372, № 3. - p. L53–L56.
138. Neupert W.M. Comparison of Solar X-Ray Line Emission with Microwave Emission during Flares // *The Astrophysical Journal*. - 1968. Vol. 153. - p. L59.
139. Nita G.M., Fleishman G.D., Kuznetsov A.A., Kontar E.P., Gary D.E. Three-dimensional radio and X-ray modeling and data analysis software: Revealing flare complexity // *The Astrophysical Journal*. - 2015. Vol. 799, № 2. - p. 236.
140. Oord G.H.J. van den The electrodynamics of beam/return current systems in the solar corona // *Astronomy and Astrophysics*. - 1990. Vol. 234, № 1–2. - p. 496–518.
141. Ovchinnikova E.P., Charikov Y.E., Shabalin A.N., Vasilyev G.I. Compton Scattering of the Hard X-Ray Flux of Solar Flares with Various Angular Anisotropies of Hard X-Ray Sources // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2018. Vol. 58, № 7. - p. 1008–1013.
142. Petrosian V., Chen Q. Derivation of Stochastic Acceleration Model Characteristics for Solar Flares From RHESSI Hard X-Ray Observations // *The Astrophysical Journal Letters*. - 2010. Vol. 712, № 2. - p. L131–L134.
143. Petrosian V., Donaghy T.Q. On the Spatial Distribution of Hard X-Rays from Solar Flare Loops // *The Astrophysical Journal*. - 1999. Vol. 527, № 2. - p. 945–957.
144. Petrosian V., Donaghy T.Q., McTiernan J.M. Looptop Hard X-Ray Emission in Solar Flares: Images and Statistics // *The Astrophysical Journal*. - 2001. Vol. 569. - p. 459–473.
145. Poedts S. Waves in the Transition Region and Corona: a Theorist's View // *Magnetic Fields and Solar Processes*. - 1999. Vol. 448. - p. 167.
146. Prato M., Emslie A.G., Kontar E.P., Massone A.M., Piana M. The location of centroids in photon and electron maps of solar flares // *The Astrophysical Journal*. - 2009. Vol. 706, № 1. - p. 917–922.
147. Priest E., Forbes T. *Magnetic Reconnection* // *Magnetic Reconnection*, by Eric Priest, Terry Forbes, Cambridge, UK: Cambridge University Press. - 2007.
148. Priest E.R., Heyvaerts J.F., Title A.M. A Flux-Tube Tectonics Model for Solar Coronal Heating Driven by the Magnetic Carpet // *The Astrophysical Journal*. - 2002. Vol. 576, № 1. - p. 533–551.
149. Ratcliffe H., Kontar E.P. Plasma radio emission from inhomogeneous collisional plasma of a flaring loop // *Astronomy & Astrophysics*. - 2014. Vol. 562. - p. A57.
150. Reep J.W., Warren H.P., Crump N.A., Simoes P.J.A. Transition Region and Chromospheric Signatures of Impulsive Heating Events. II. Modeling // *The Astrophysical Journal*. - 2016. Vol. 827, № 2. - p. 10.
151. Reznikova V.E., Melnikov V.F., Shibasaki K., Gorbikov S.P., Pyatakova N.P., Myagkova I.N., Ji H. 2002 august 24 limb flare loop: dynamics of microwave brightness distribution // *The Astrophysical Journal*. - 2009. Vol. 697, № 1. - p. 735–746.
152. Ripperda B., Porth O., Xia C., Keppens R. Reconnection and particle acceleration in interacting flux ropes I. Magnetohydrodynamics and test particles in 2.5D // *Monthly Notices of*

- the Royal Astronomical Society. - 2017. Vol. 467, № 3. - p. 3279–3298.
153. Roberts B. Waves and oscillations in the corona: theory / B Roberts // *Solar Variability: From Core to Outer Frontiers* ESA Special Publication под ред. A. Wilson, 2002. С.481–489.
154. Rowland H.L., Vlahos L. Return currents in solar flares - Collisionless effects // *Astronomy and Astrophysics*. - 1985. Vol. 142, № 2. - p. 219–224.
155. Saint-Hilaire P., Benz A.O. Thermal and non-thermal energies in solar flares // *Astronomy & Astrophysics*. - 2005. Vol. 435. - p. 743–752.
156. Saint-Hilaire P., Krucker S., Lin R.P. A Statistical Survey of Hard X-ray Spectral Characteristics of Solar Flares with Two Footpoints // *Solar Physics*. - 2011. Vol. 250, № 1. - p. 53–73.
157. Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I., Hoeksema J.T., Kosovichev A.G., Schou J., Rosenberg W. [и др.]. The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager // *Solar Physics*. - 1995. Vol. 162, № 1–2. - p. 129–188.
158. Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I., Wachter R., Couvidat S., Rabello-Soares M.C., Bogart R.S. [и др.]. Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. - 2012. Vol. 275, № 1–2. - p. 229–259.
159. Shibasaki K. High-Beta Disruption in the Solar Atmosphere // *The Astrophysical Journal*. - 2001. Vol. 557, № 1. - p. 326–331.
160. Shibata K. Evidence of Magnetic Reconnection in Solar Flares and a Unified Model of Flares // *Astrophysics and Space Science*. - 1999. Vol. 264, № 1/4. - p. 129–144.
161. Simões P.J.A., Kontar E.P. Implications for electron acceleration and transport from non-thermal electron rates at looptop and footpoint sources in solar flares // *Astronomy & Astrophysics*. - 2013. Vol. 551. - p. 10.
162. Somov B. V., Kosugi T. Collisionless Reconnection and High-Energy Particle Acceleration in Solar Flares // *The Astrophysical Journal*. - 1997. Vol. 485, № 2. - p. 859–868.
163. Somov B. V. Physical processes in solar flares. // *Astrophysics and Space Science Library*. - 1992. Vol. 172.
164. Stepanov A. V., Tsap Y.T. Electron–Whistler Interaction in Coronal Loops and Radiation Signatures // *Solar Physics*. - 2002. Vol. 211, № 1/2. - p. 135–154.
165. Suarez-Garcia E., Hajdas W., Wigger C., Arzner K., Güdel M., Zehnder A., Grigis P. X-Ray Polarization of Solar Flares Measured with Rhesi // *Solar Physics*. - 2006. Vol. 239, № 1–2. - p. 149–172.
166. Sylwester J., Stęślicki M., Bąkała J., Płoceniak S., Szaforz Ż., Kowaliński M., Ścisłowski D. [и др.]. The soft X-ray spectrometer polarimeter SolpeX - 2019.
167. Tomczak M., Ciborski T. Footpoint versus loop-top hard X-ray emission sources in solar flares // *Astronomy and Astrophysics*. - 2007. Vol. 461. - p. 315–323.
168. Vatagin P. V., Charikov Y.E., Stepanov A. V., Kudryavtsev I. V. Dynamics of accelerated electron beams and X rays in solar flares with sub-THz radiation // *Geomagnetism and Aeronomy*. - 2012. Vol. 52, № 8. - p. 1015–1020.
169. Veronig A.M., Brown J.C. A Coronal Thick-Target Interpretation of Two Hard X-Ray Loop Events // *The Astrophysical Journal*. - 2004. Vol. 603, № 2. - p. L117–L120.
170. Warmuth A., Mann G. Thermal and nonthermal hard X-ray source sizes in solar flares

- obtained from RHESSI observations // *Astronomy and Astrophysics*. - 2013. Vol. 552. - p. A86.
171. Warnecke J., Chen F., Bingert S., Peter H. Current systems of coronal loops in 3D MHD simulations // *Astronomy & Astrophysics*. - 2017. Vol. 607. - p. A53.
172. Warren H.P. Multi-Thread Hydrodynamic Modeling of a Solar Flare // *The Astrophysical Journal*. - 2006. Vol. 637, № 1. - p. 522–530.
173. Wheatland M.S., Sturrock P.A., Roumeliotis G. An Optimization Approach to Reconstructing Force-free Fields // *The Astrophysical Journal*. - 2000. Vol. 540, № 2. - p. 1150–1155.
174. Wiegmann T. Optimization code with weighting function for the reconstruction of coronal magnetic fields // *Solar Physics*. - 2004. Vol. 219, № 1. - p. 87–108.
175. Yu S., Nakariakov V.M., Yan Y. Effect of a sausage oscillation on radio zebra-pattern structures in a solar flare // *The Astrophysical Journal*. - 2016. Vol. 826, № 1. - p. 78.
176. Zaitsev V. V., Kronshtadtov P. V. Coronal Loops Heating in the Atmosphere of the Ad Leo Red Dwarf // *Radiophysics and Quantum Electronics*. - 2016. Vol. 59, № 3. - p. 169–176.
177. Zaitsev V. V., Stepanov A. V. Towards the circuit theory of solar flares // *Solar Physics*. - 1992. Vol. 139, № 2. - p. 343–356.
178. Zaitsev V.V., Stepanov A. V. Coronal magnetic loops // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. - 2008. Vol. 178, № 11. - p. 1165.
179. Zharkova V. V., Arzner K., Benz A.O., Browning P.K., Dauphin C., Emslie A.G., Fletcher L. [и др.]. Recent Advances in Understanding Particle Acceleration Processes in Solar Flares // *Space Science Reviews*. - 2011. Vol. 159, № 1–4. - p. 357–420.
180. Zharkova V. V., Brown J.C., Syriavskii D. V. Electron beam dynamics and hard X-ray bremsstrahlung polarization in a flaring loop with return current and converging magnetic field. // *Astronomy and Astrophysics*. - 1995. Vol. 304. - p. 284–295.
181. Zharkova V. V., Gordovskyy M. The Effect of the Electric Field Induced by Precipitating Electron Beams on Hard X-Ray Photon and Mean Electron Spectra // *The Astrophysical Journal*. - 2006. Vol. 651, № 1. - p. 553–565.
182. Zharkova V. V., Kuznetsov A.A., Siversky T. V. Diagnostics of energetic electrons with anisotropic distributions in solar flares. I. Hard X-rays bremsstrahlung emission // *Astronomy and Astrophysics*. - 2010. Vol. 512. - p. A8.
183. Zhitnik I.A., Logachev Y.I., Bogomolov A. V., Denisov Y.I., Kavanosyan S.S., Kuznetsov S.N., Morozov O. V. [и др.]. Polarization, temporal, and spectral parameters of solar flare hard X-rays as measured by the SPR-N instrument onboard the CORONAS-F satellite // *Solar System Research*. - 2006. Vol. 40, № 2. - p. 93–103.
184. Zimovets I. V., Wang R., Liu Y.D., Wang C.C., Kuznetsov S.A., Sharykin I.N., Struminsky A.B. [и др.]. Magnetic Structure of Solar Flare Regions Producing Hard X-Ray Pulsations // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. - 2018. Vol. 174, № 1. - p. 17–27.
185. Zlotnik E.Y. Origin of Zebra Pattern in Type IV Solar Radio Emission // *Central European Astrophysical Bulletin*. - 2009. Vol. 33. - p. 281–298.