

539.9

**МИКРОПИНЧ В СИЛЬНОТОЧНОМ ДИОДЕ****Е. Д. Корон, Б. Э. Мейерович, Ю. В. Сидельников,  
С. Т. Сухоруков****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	87
2. Экспериментальные исследования микропинча . . . . .	88
а) Установка для изучения искрового разряда (88). б) Характеристики тока (89). в) Излучение микропинчевой области (90). 1) Микроволновое и инфракрасное излучение (90). 2) Видимая область спектра (91). 3) Рентгеновское излучение (91). 4) Многократно ионизованные ионы (92). г) Ускорение ионов (94). д) Структура микропинча, его пространственная локализация и временные характеристики (95).	
3. Теоретические представления о микропинче . . . . .	96
а) Равновесие плазмы в сильном магнитном поле тока (97). б) Движение зарядов в микропинчевой области (100). в) Бесстолкновительное излучение (101). г) Эволюция вакуумной искры (104). 1) Динамика сжатия и радиационный коллапс (105). 2) Характеристики излучения. Сравнение с экспериментом (107).	
4. Заключение . . . . .	109
Цитированная литература . . . . .	110

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Среди явлений, наблюдаемых в искровых разрядах, к наиболее интересным, по нашему мнению, относится описанное в 1968 г. Коэнном с сотрудниками<sup>1</sup> рождение в малоиндуктивной вакуумной искре микропинчевой области, состояния вещества в которой близко к звездному. К открытию этого уникального свойства искры близко подошли Лебедев<sup>2</sup>, Плюто<sup>3,4</sup>, Хендель<sup>5,6</sup>. Сегодня также ясно, что это явление по своей физической природе во многом сходно с плазменным фокусом Филиппова<sup>7</sup> и Мейзера<sup>8</sup>. Предлагаемый обзор в основном посвящен современному состоянию экспериментальных исследований и теоретическим представлениям о физической природе микропинча.

Первое научное сообщение об искровом разряде появилось в конце прошлого столетия<sup>9</sup> вскоре после открытия рентгеновских лучей. Физики, вероятно, еще не встречались со столь неудобным для теоретического описания и в то же время интересным в экспериментальном плане лабораторным явлением. Действительно, несмотря на пристальное внимание к его природе на протяжении более чем полувека, ни одно из обнаруженных свойств искрового разряда не предсказано заранее (вспышка рентгеновского излучения<sup>9</sup>, высокая температура и кратность ионизации атомов<sup>10</sup>, самосжатые электронные пучки<sup>11</sup>, быстрые ионы<sup>12</sup>, взрывной характер электронной эмиссии<sup>13,14</sup>). Более того, исследования последних лет показывают, что этот вид разряда во многом еще не понят. При этом искровой разряд является едва ли не самым распространенным в природе.

Под искровым разрядом мы понимаем кратковременную (как показывает опыт,  $\sim 10^{-7}$  с) стадию формирования условий, необходимых для горения устойчивого дугового разряда<sup>15</sup>. Ясно, что все виды вакуумных пробоев, включая процесс взрывной эмиссии в диодах сильноточных ускорителей электронов<sup>16-18</sup>, относятся к искровым разрядам. Установлению электрической дуги при атомосферном давлении также предшествуют явления, характерные для искрового разряда<sup>19-21</sup>.

Наряду с широко известными представлениями в обзоре изложен нетрадиционный подход к теории явления микропинчевания, основанный на анализе равновесия плазмы в собственном магнитном поле тока<sup>22</sup>. Показано, что в процессе микропинчевания могут быть реализованы условия, при которых под действием сил со стороны магнитного поля тока горячая плазма сжимается до вырождения электронов, т. е. до конденсированного состояния. Максимально сжатое состояние микропинча представляет собой как бы линейный атом по Томасу — Ферми, построенный из неподвижных в целом ионов и пролетных электронов, переносящих ток. Никогда не фигурировавшее прежде, это состояние вещества, на наш взгляд, может служить уникальным примером макроскопического квантового объекта<sup>23</sup> при высоких температурах. Наблюдаемое экспериментально излучение находит естественное объяснение как бесстолкновительное излучение, связанное с переходами электронов между квантовыми уровнями в процессе заселения состояний «линейного атома»<sup>24</sup> и его дальнейшего радиационного остывания.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОПИНЧА

### а) Установка для изучения искрового разряда

Явление микропинчевания в вакуумном искровом разряде сейчас становится предметом широких исследований. До последнего времени интерес к нему ограничивался потребностями спектроскопии в лабораторном источнике рентгеновских спектров, сравнимых со звездными. Этим объясняется односторонность используемых обычно методик исследований и однообразие экспериментальных условий. Мы ограничимся описанием конкретной установки, однако, по-видимому, не только в ней могут быть обеспечены условия формирования микропинчевой области.

Схема установки показана на рис. 1, а. Искровой разряд в вакуумном промежутке размером  $\leq 1$  см между катодом 2 и анодом 3 инициируется либо дополнительным слабым (10—30 Дж) разрядом, устроенным в центральной части катода, либо сфокусированным на поверхность анода лазерным излучением (рис. 1, б). При лазерном поджиге луч проходит через отверстие диаметром  $\sim 2$  мм в катоде и может частично испарять кромку отверстия. Анод имеет форму выступающего конуса с углом при вершине  $\sim 90^\circ$ . Обычно спектр высокоионизованных атомов дают пары материала анода. Для его изготовления использовались различные металлы (Ti, Fe, Ni, Cu, Mo, W). Катод чаще всего изготавливается из нержавеющей стали. Электроды 2 и 3 соединяются с конденсатором непосредственно или через управляемый разрядник. При начальном зарядном напряжении  $\sim 10$ —15 кВ запасаемая энергия в конденсаторе составляет  $\sim 1$ —2 кДж. Вакуумная камера 5 с диагностическими окнами 4 служит обратным токопроводом. Коаксиальное подсоединение электродов обеспечивает минимальную индуктивность контура  $\leq 10^{-7}$  Гн. Изменение давления остаточных газов в интервале  $10^{-3}$ — $10^{-6}$  Тор не сказывается заметным образом на характеристиках искрового разряда<sup>25</sup> и свойствах микропинчевой области.

Ток разряда и излучение в различных диапазонах от микроволнового (10—20 ГГц) до жесткого рентгеновского (100—500 кэВ) служит основным источником информации о свойствах микропинча. Особенно ценными являются результаты исследований пространственных и временных характеристик рентгеновского излучения, а также исследование его спектрального состава. Применяемые методики будут обсуждаться совместно с опи-

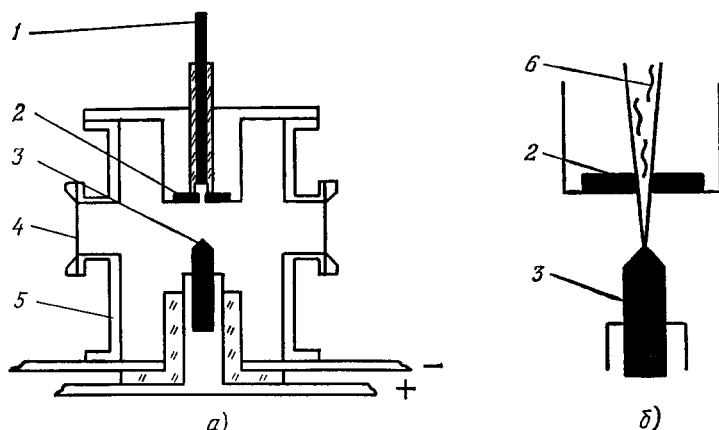


Рис. 1. Схема установки для изучения микропинча.

а) 1 — триггерный электрод, 2 — катод, 3 — анод, 4 — диагностическое окно, 5 — вакуумная камера. Лазерный поджиг (б): 6 — сфокусированный через отверстие в катоде на анод лазерный луч.

санием соответствующих экспериментов. Заметим, что высокий уровень электромагнитных помех заставляет с особой тщательностью подходить к электротехническим измерениям и с большой осторожностью относиться к выводам на основании этих измерений.

## б) Характеристики тока

Ток и его производная по времени регистрируются поясом Роговского с временным разрешением  $\leq 10^{-8}$  с. Ток разряда в виде затухающей синусоиды достигает максимальной амплитуды  $\sim 100$ — $200$  кА за время  $\sim 1,5$ — $2 \cdot 10^{-8}$  с. К искровой стадии относится первая четверть периода тока, которую можно условно разделить на две фазы. Стартовая фаза, или фаза пробоя, завершается заполнением вакуумного промежутка плазмой анодного и катодного факелов<sup>14, 26</sup> и уменьшением напряжения до величины, близкой к падению потенциала на индуктивности токового канала. По существу, диоды сильноточных электронных ускорителей работают в стартовой фазе. Взрывная эмиссия катода<sup>14</sup>, формирование в катодном факеле электронных пучков и ускорение ионов материала катода<sup>27</sup> являются одними из основных процессов этой фазы и в значительной мере определяют динамику становления высокой проводимости в диодах.

В следующей, второй фазе скорость увеличения тока ограничивается, в основном, индуктивностью контура. Эту фазу можно назвать неустойчивой дуговой фазой. Ее наиболее характерными особенностями являются кратковременные ( $\leq 10^{-7}$  с) провалы тока и сопутствующие им импульсы перенапряжения, превосходящие иногда в 2—3 раза<sup>5, 28</sup> начальное напря-

ие на диоде, и интенсивные вспышки излучения. В отличие от стартовой фазы, где излучает преимущественно анод, во второй фазе источником рентгеновского излучения в основном, является разрядный канал<sup>6</sup> и микропинчевая область в плотных парах анода<sup>1, 29</sup>. На этой стадии,

так же как и в стартовой фазе, наблюдается формирование самосжатых электронных пучков и ускорение ионов в направлении анода <sup>12, 28, 30</sup>. Аналогичные вспышки рентгеновского излучения наблюдаются из плазменного фокуса, формирование которого в прианодной области также сопровождается провалами разрядного тока <sup>7, 8</sup>.

Ток разряда не уменьшается более чем на 30% от своего значения к моменту провала <sup>31</sup>. Появление провалов, которых может быть несколько

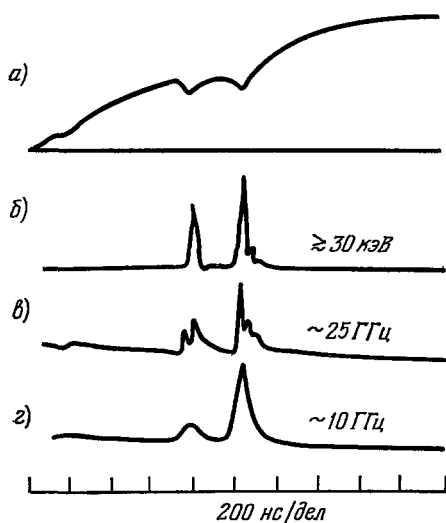


Рис. 2. Временные изменения тока (а), интенсивностей жесткого рентгеновского (б) и субмиллиметрового (в, г) излучений <sup>32</sup>.

носит случайный характер, хотя многими авторами отмечается зависимость момента их появления от условий инициирования разряда, параметров контура, материала и формы электродов <sup>31, 33, 34</sup>. После максимума тока или, точнее, после последней рентгеновской вспышки устанавливается дуговой разряд <sup>2, 15</sup>.

#### в) Излучение микропинчевой области

Провалы тока сопровождаются вспышками излучения в широком диапазоне от микроволнового до жесткого рентгеновского (рис. 2).

1) Микроволновое и инфракрасное излучение. Субмиллиметровое излучение из плазмы вакуумного диода наблюдалось в работах <sup>32, 35</sup>. Абсолютные значения интенсивности излучения не измерялись.

Разрешенных по времени и по направленности измерений микроволнового излучения вакуумных диодов в настоящее время нет. В этом смысле

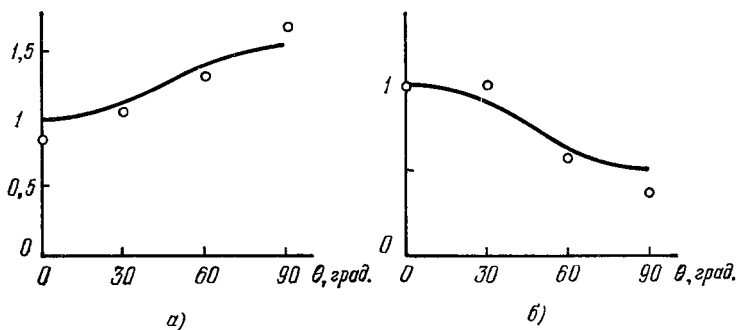


Рис. 3. Угловые распределения микроволнового излучения плазменного фокуса <sup>36</sup>. а) В начале вспышки, б) на конечной стадии свечения. Кривые построены по формулам (13) (а) и (9) (б).

большой интерес представляют соответствующие измерения для плазменного фокуса. В работе <sup>36</sup> приводятся угловые распределения микроволнового излучения плазменного фокуса. Измерения показали, что существуют два типа микроволнового излучения, разделенных во времени и отличающихся по диаграмме направленности. Угловые распределения микроволнового излучения в начале вспышки показаны на рис. 3, а, а на конечной

стадии свечения — на рис. 3, б<sup>36</sup>. Интенсивность излучения составляла  $\sim 1$  Вт<sup>36</sup> — это сейчас единственное сообщение об угловых распределениях микроволнового излучения. Подтверждение результатов<sup>36</sup> желательно.

В работах<sup>31, 34</sup> наблюдался подъем интенсивности инфракрасного излучения в области 0,7—1,2 мкм. Связывая это излучение с излучением микропинча на двойной плазменной частоте, авторы<sup>31, 34</sup> получают следующую оценку для электронной плотности плазмы:  $n_e \sim (1-5) \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. В свете обсуждаемой ниже теории излучение микропинча (в частности, и микроволновое) можно объяснить как излучение, связанное с движением электронов по финитным траекториям в поле коллективного взаимодействия.

2) Видимая область спектра. В работе Ли и Элтона<sup>33</sup> исследовалось распространение свечения в видимой части спектра. Свечение регистрировалось электронно-оптическими преобразователями с непрерывной временной разверткой изображения синхронно с измерениями разрядного тока. На основании наблюдений сделан вывод, что микропинчевая область образуется на фронте анодной плазмы, которая распространяется в направлении к катоду со скоростью 0,5—1·10<sup>6</sup> см/с. Непосредственно перед провалами тока скорость перемещения видимой границы анодной плазмы увеличивается. В стадии рентгеновской вспышки граница свечения внезапно отодвигается к аноду. Характерная скорость быстрых движений составляет 10<sup>7</sup>—10<sup>8</sup> см/с. Однако скорость перемещения области микропинчевания вдоль разряда не превышала 10<sup>6</sup> см/с.

3) Рентгеновское излучение. В опытах Хенделя и его сотрудников<sup>5, 6</sup> было зарегистрировано рентгеновское излучение из разрядного канала на всем его протяжении. Наиболее интенсивно излучает прианодная область в момент минимального значения производной тока

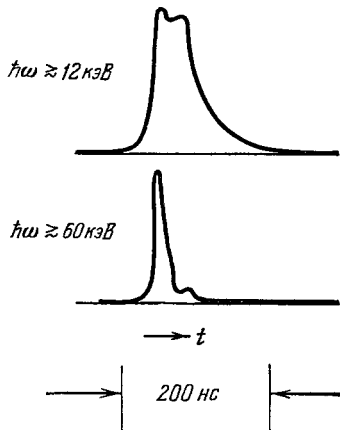


Рис. 4. Временные характеристики интенсивности излучения рентгеновских квантов различной энергии<sup>32</sup>.

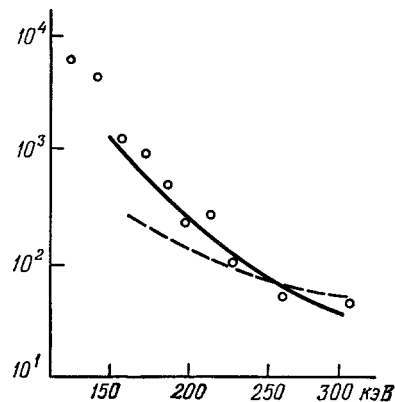


Рис. 5. Зависимость интенсивности излучения жестких рентгеновских квантов от их энергии.

Кружки — эксперимент<sup>32</sup>. Сплошная кривая — степенное убывание интенсивности с показателем степени 4,5, штриховая — с показателем степени 2,5.

в провале. Интенсивность рентгеновской вспышки и доля жесткой компоненты в ней растет с увеличением значения тока в момент провала<sup>33</sup>. С ростом энергии квантов падает продолжительность излучения<sup>6, 31, 32</sup> (рис. 4). Наблюдаемая интенсивность жесткого рентгеновского излуче-

ния в области энергии квантов  $\geq 100$  кэВ убывает по степенному закону <sup>32,33</sup> (рис. 5). Регистрировались кванты с энергией  $\geq 1$  МэВ <sup>32</sup>. Спектр в области  $< 100$  кэВ соответствует излучению плазмы с усредненной по времени и пространству температурой  $\sim 10$  кэВ <sup>32</sup>.

Лучшее временное разрешение в рентгеновском диапазоне с применением монохроматора получено в работе <sup>31</sup>. На рис. 6 можно видеть, что свечение линии резонансного перехода гелиеподобных ионов железа начи-

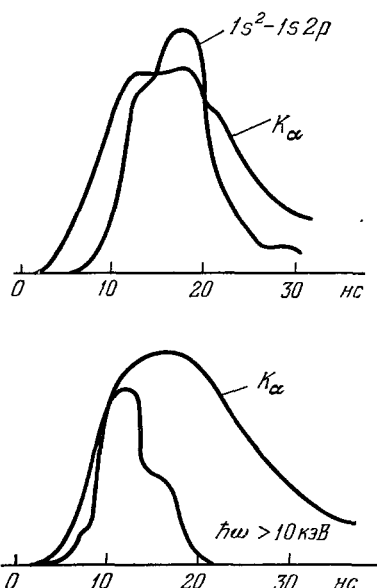


Рис. 6. Интенсивности излучения гелиеподобной линии железа, линии  $K_\alpha$  и жесткой рентгеновской компоненты <sup>31</sup>.

установлено, что светящаяся в рентгеновских лучах область расположена вблизи оси над полым анодом и имеет сложную структуру, причем кванты от отдельных источников попадают в основном только в одно отверстие экрана. Это означает, что угловое расхождение не превышает 70 мр. По мнению авторов <sup>34</sup>, сильная угловая анизотропия объясняется индуцированным излучением значительного числа электронов, ускоренных до релятивистских энергий и движущихся в структуре с периодической плотностью, возможно, возникшей из-за раскачки в плазме двухпотоковых неустойчивостей.

4) Многократно ионизованные ионы. Излучение микропинчевой области проводилось в работах <sup>1, 27-29, 37, 39, 41, 42</sup> с целью получения спектров ионов с высокой кратностью ионизации. Интерес к спектроскопии многозарядных ионов обусловлен потребностями идентификации линий во вспышках на Солнце и в установках для термоядерного синтеза. Типичный спектр ионов железа в области 1,7—1,95 Å показан на рис. 7 <sup>37</sup>. Спектр микропинча содержит линии резонансных переходов водородоподобных ( $\lambda \sim 1,85$  Å) ионов железа и их сателлитов. Наиболее интенсивные линии принадлежат характеристическим  $K$ -спектрам Fe II и ионам Fe IX — Fe XVIII, которые, однако, излучаются из областей, прилегающих к микропинчу <sup>39</sup>. На рис. 8 <sup>37</sup> приведен спектр в области характеристической линии  $K_\beta$  Fe и соответствующей линии от рентгеновской трубки. Коротковолновый сдвиг спектра свидетельствует о высокой степени ионизации в плазме искры.

няется через 3 нсек после вспышки уширенной линии  $K_\alpha$  и заканчивается через 10 нс. Излучение квантов с энергией  $> 10$  кэВ появляется с еще меньшей задержкой (1 нс). Продолжительность его на полувысоте сигнала составляет  $\leq 3$  нс. Авторы <sup>31, 37, 38</sup> рассматривают возможность существования отдельных вспышек рентгеновского излучения, которые, однако, не разрешались во времени.

В специальных опытах по локализации возбуждения линии  $K_\alpha$  выяснилось, что в стадии провалов тока, когда идет интенсивная ионизация анодной плазмы и возникает микропинч, линия  $K_\alpha$  из анода не регистрируется <sup>31</sup>. Это свидетельствует о том, что область интенсивной ионизации отделена от анода; это согласуется с результатами других исследователей <sup>33, 39</sup>.

В работе <sup>40</sup> обнаружена сильная угловая анизотропия мягкого рентгеновского излучения ( $h\omega = 1-1,5$  кэВ) плазменного фокуса мейзеровского типа. Энергия и напряжение емкости контура составляли 1 кДж и 10 кВ; диаметры внешнего и внутреннего электродов — соответственно 18 и 6 мм, их длина 40 мм, начальное давление водорода — 7 тор. Угловое расстояние между отверстиями в экране составляло 70 мрад. Было

На рис. 9 сопоставляется участок спектра вакуумной искры с соответствующим участком спектра от солнечной вспышки <sup>42</sup>. Такое же боль-

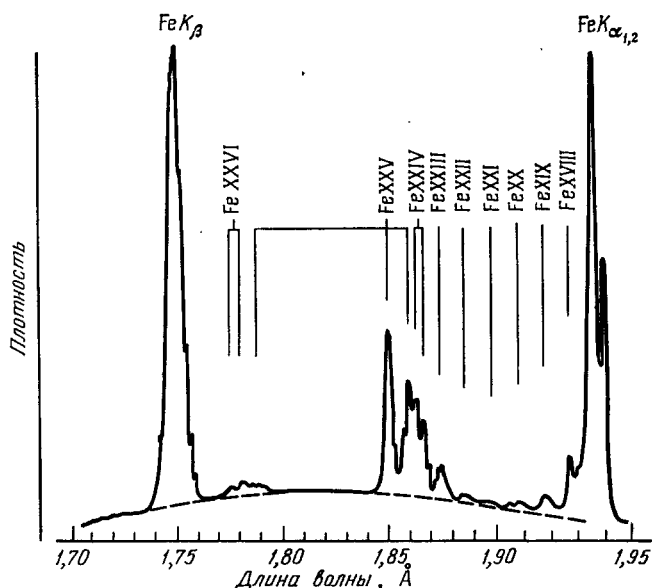


Рис. 7. Спектр ионов железа различной кратности ионизации <sup>37</sup>.

шое уширение линий по сравнению с солнечным спектром наблюдается в аналогичных спектрах взрывающихся проволочек <sup>43</sup>. Наблюдаемое уширение линий от микропинча можно отнести за счет эффектов Доплера, Зеемана и Штарка. Если считать, что доплеровское уширение вызвано температурным разбросом по скоростям излучающих ионов, то для температуры ионов получается оценка  $T_i \sim 20-40$  кэВ <sup>41</sup>. Если же доплеровское уширение отнести за счет направленных движений (сжатие или разлет), то скорость ионов должна составлять  $\sim 4 \cdot 10^7$  см/с. Наблюдаемую ширину линии можно отнести и за счет эффекта Зеемана, откуда следует вывод, что магнитное поле должно превосходить  $10^9$  Э. Наличие магнитных полей порядка  $10^8-10^9$  Э в микропинчевой области следует непосредственно из того факта, что при токах порядка 100 кА радиус искры составляет  $r_0 \sim 10^{-4}$  см <sup>39,41</sup>. Обсуждение возможности возникновения полей порядка  $10^9$  Э и выше содержится в работе Нарди <sup>45</sup> и связывается с возможной сложной пространственной структурой микропинчевой области, не разрешаемой на современном уровне диагностики.

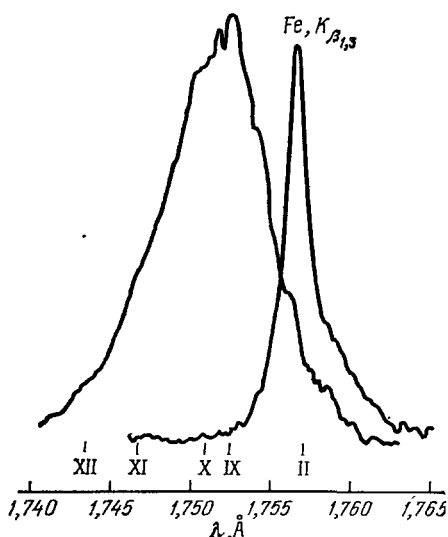


Рис. 8. Спектр плазмы вакуумной искры в области характеристической линии  $K_\beta$  Fe и линия  $K_\beta$  Fe рентгеновской трубки.

Римскими цифрами указаны положения линии  $K_\beta$  от ионов разной кратности ионизации.

Наблюдаемое уширение спектральных линий, если его отнести на счет штарковского механизма, требует наличия электрических полей порядка  $10^{14}$  В/см. Наличие в плазме микропинча штарковского механизма уширения лаймановской серии линий Al XIII наблюдалось в работе Датла и Грима<sup>46</sup>. Штарковское уширение легко распознается по присущему только этому механизму увеличению ширины линии с ростом главного квантового числа  $n$  внутри одной серии спектральных линий.

Регистрация линий резонансных переходов и их сателлитов в водородо- и гелиеподобных ионах позволила определить электронную температуру. К моменту излучения указанных линий электронная температура

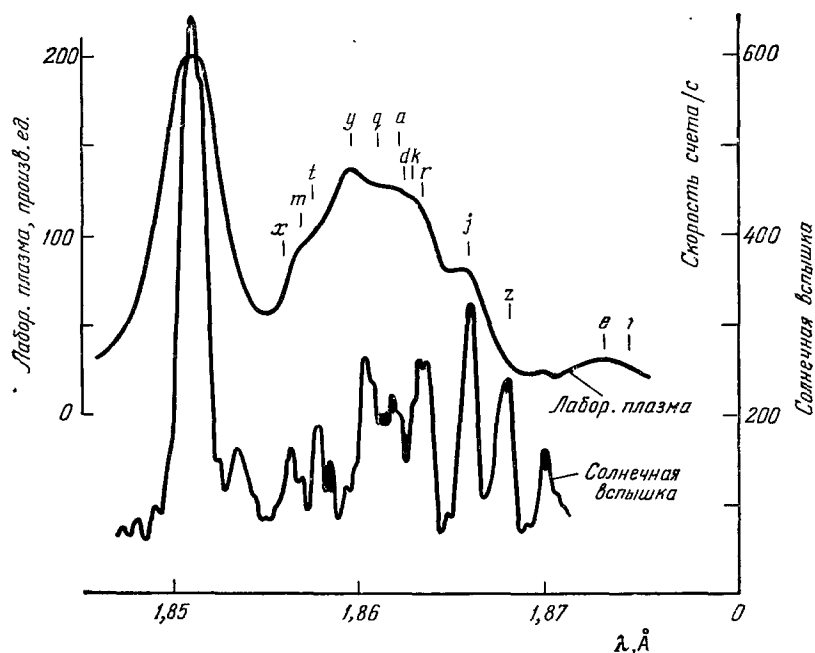


Рис. 9. Участок спектра вакуумной искры и соответствующий участок спектра от солнечной вспышки<sup>42</sup>.

равна  $T_e = 4,5 - 5$  кэВ<sup>37</sup>. В работе<sup>47</sup> делается вывод об отсутствии ионизационного равновесия между ионами различной кратности при данной температуре электронов. Время, в течение которого происходит излучение линий многократно ионизованных ионов, значительно превышает время пролета ионами средних размеров микропинчевой области<sup>31,37</sup>. Можно сделать вывод, что ионы удерживаются от разлета в поперечном направлении электромагнитным полем коллективного взаимодействия<sup>35</sup>.

### г) У с к о р е н и е   и о н о в

В моменты провалов тока искровой разряд является источником быстрых частиц. В работах Плюто и его сотрудников<sup>12,28,29</sup> наблюдалось ускорение ионов катодной плазмы в направлении анода до мегаэлектрон-вольтных энергий. Одновременно в прикатодной плазме формировались самосжатые электронные пучки<sup>30,48,49</sup>. Обнаружены также потоки высокоэнергичных ионов анодного материала<sup>32</sup> с энергией направленного движения в сторону катода порядка тепловой энергии в микропинче (20—40 кэВ). Ли<sup>32</sup> полагает, что значительная доля энергии, выделяющейся в разряде преимущественно в микропинчевой области, уносится этим потоком частиц. По наблюдениям в плазменном фокусе<sup>50,51</sup> энергия дейтронов в этом потоке могла достигать 1—5 МэВ, что значительно больше их тепловой энергии в фокусе ( $\sim 1$  кэВ). Одновременно с про-



валами тока наблюдается испускание нейтронов <sup>50-52</sup>. Его происхождение в значительной степени может оказаться результатом высокой плотности и температуры в плазменном фокусе <sup>53</sup> и микропинче. Наличие такого состояния вещества следует из обсуждаемой ниже теории, но его фактическую реализацию трудно доказать с помощью имеющихся в настоящее время экспериментальных фактов.

#### д) Структура микропинча, его пространственная локализация и временные характеристики

Размеры и локализация микропинчевой области определялись методом рентгеновской обскуры <sup>1, 41, 46, 52, 54</sup>. Исследования показали, что почти весь рентгеновский поток в стадии провала тока излучается областью с продольными размерами  $L \leq 100$  мкм (вдоль оси разряда) и поперечными  $d \leq 10-40$  мкм (см. таблицу). Область расположена в парах анода

Параметры плазмы микропинча по данным экспериментальных работ

Работа, год	$T_e$ , кэВ	$T_i$ , кэВ	$n$ , $10^{20}$ см <sup>-3</sup>	$r_0$ , $10^{-4}$ см	$L$ , $10^{-4}$ см	Длительность вспышки, нс
<sup>1</sup> , 1968	4-6		$10^{-2}-10$	$< 15$		$\sim 100$
<sup>33</sup> , 1971	2-100		$\geq 1$	$< 7,5$		$\sim 100$
<sup>41</sup> , 1972	$\sim 4$	$\sim 3$	$\sim 1$	2		$\sim 5$
<sup>35</sup> , 1972	30		$\sim 20$	$\sim 10$		$\sim 50$
<sup>54</sup> , 1974	2,5		10	8	40	$\geq 2$
<sup>32</sup> , 1974	$8 \pm 2$		10	10-25	100	$\sim 30$
<sup>38</sup> , 1975	3				100	
<sup>34</sup> , 1975	35	4	5			20
<sup>31</sup> , 1975	$\leq 15$	$\leq 10$	5	40		20
<sup>37</sup> , 1977	4,5	2-40	5			
<sup>39</sup> , 1977				1,5		20-100

на расстоянии  $\sim 1$  мм от анодной поверхности. Более тонкое пространственное разрешение обнаруживает неоднородности рентгеновского свечения <sup>38, 46, 55</sup>. На рис. 10 приведены денситометрические кривые рентгеновского изображения, полученного через щели (10 мкм), ориентированные перпендикулярно к оси разряда. Щели закрывались фольгами из металлов Fe, Mn, Cr, у которых края поглощения, указанные на рис. 10, приходились на различные участки спектра высокоионизованных атомов железа (FeXII—Fe XXV). Толщина фольг подбиралась таким образом, чтобы ослабление рентгеновского излучения у края поглощения было одинаковым для всех трех щелей. Это позволяло судить о температурах различных участков микропинчевой области по заселенности ионов с зарядами различной кратности. Кривые на рис. 10 являются результатом обработки снимка одиночного искрового разряда. Можно видеть, что микропинчевая область состоит из группы ярко выраженных источников, каждый из которых имеет по оси разряда размер  $\sim 20-40$  мкм. Источники разделены менее яркими участками. Из сравнения формы кривых следует, что температура источников  $\geq 3$  кэВ, а промежуточных участков — 1 кэВ. Обычно наблюдается одна или две группы источников, расположенных приблизительно на одной оси, совпадающей с осью разряда. Промежутки между ними  $\sim 100$  мкм слабо светятся в рентгеновском диапазоне.

Аналогичные структуры обнаруживаются в плазменном фокусе <sup>40, 54</sup>. Источники более жестких квантов имеют меньшие размеры, они как бы погружены в область более мягкого рентгеновского излучения.

По данным экспериментальных работ <sup>1, 31-35, 41, 37, 38, 39, 54</sup>, сведенным в таблицу, состояние плазмы в искре характеризуется средней плотностью  $n_e \sim 10^{21}$  см<sup>-3</sup> и температурой  $T_e \sim 10$  кэВ. Время релаксации вследствие кулоновских столкновений при указанных значениях плотности и температуры составляет  $\tau_0 \sim 0,04$  нсек. Зависимость времени установления равновесия  $\tau_0$  от температуры  $T_e$  при различных значениях плотности электронов  $n_e$  представлена на рис. 11. Точками отмечены параметры плазмы, приведенные в экспериментальных работах <sup>31, 32, 34, 35, 37, 41</sup>.

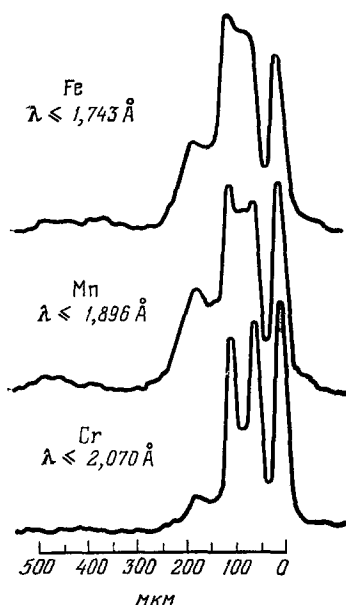


Рис. 10. Денситометрические кривые рентгеновского изображения, полученного с помощью щелей с различными фильтрами <sup>38</sup>.

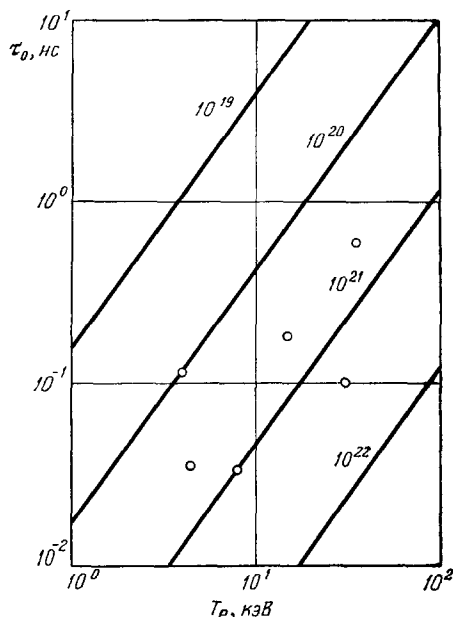


Рис. 11. Зависимость времени релаксации  $\tau_0$  за счет кулоновских столкновений от температуры  $T_e$  при фиксированных значениях плотности  $n_e$ , указанных у кривых цифрами.

Кружками отмечены состояния плазмы согласно экспериментальным работам <sup>31, 32, 34, 35, 37, 41</sup>.

Для всех этих работ время релаксации  $\tau_0$  меньше наносекунды, в то время как продолжительность вспышки излучения заключена в диапазоне от 1—2 нс для жестких рентгеновских квантов до сотен наносекунд в микроволновой области. Передний фронт импульса излучения гораздо более резкий, чем спад. Это особенно заметно для рентгеновского излучения в диапазоне  $\hbar\omega \sim 10$  кэВ (см. рис. 4). В этих условиях естественно предположить, что после быстрого сжатия в процессе пинч-эффекта в плазме вакуумной искры устанавливается равновесие, и ее дальнейшая эволюция связана с медленными изменениями равновесных значений параметров.

### 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О МИКРОПИНЧЕ

Анализ явлений, связанных с микропинчеванием, мы проведем на основе исследования равновесия плазмы с током. Такой подход, с одной стороны, позволяет с единых позиций описать совокупность явлений, сопровождающих пинч-эффект в вакуумном диоде, а с другой стороны, — в какой-то мере заполняет пробелы, возникшие из-за попыток изолированного объяснения отдельных свойств микропинча.

На основе теории равновесия<sup>22</sup> и бесстолкновительного излучения<sup>24</sup> удается описать стадию медленного гашения вспышки излучения микропинча. Выводы теории находятся в согласии с экспериментом и позволяют восстановить временной ход убывания температуры электронов в процессе радиационного остывания.

Для точного количественного описания начальной стадии быстрого сжатия микропинча требуется отсутствующая в настоящее время теория эволюции плазмы в процессе пинч-эффекта. Вопрос осложняется необходимостью учета влияния на сжатие синхротронного излучения электронов в собственном магнитном поле сильного тока. Трудности в значительной степени связаны с тем, что для синхротронного излучения плазма микропинча является оптически плотной и в то же время (на стадии сжатия) сильно неравновесной. В этих условиях перенос излучения не сводится к лучистой теплопроводности, как это имеет место в физике звездных атмосфер<sup>56</sup>. Большое количество фотонов (из-за запертости излучения) наряду с неравновесным распределением электронов по энергиям на стадии быстрого сжатия требует учета индуцированного синхротронного излучения, оценку интенсивности которого по порядку величины мы приводим ниже.

Отметим, что теория микропинчевания в настоящее время далеко до завершения. Остаются непроработанными вопросы испускания нейтронов, коллективного ускорения заряженных частиц.

#### а) Равновесие плазмы в магнитном поле тока

Впервые равновесие самосжимающейся плазмы в сильном магнитном поле тока рассматривалось в работе Беннета<sup>57</sup>. Подробную библиографию по этому вопросу можно найти в обзорах<sup>58-61</sup>.

Малость времени релаксации  $\tau_0$  по сравнению с продолжительностью вспышки позволяет считать, что в системе электронов и в системе ионов порознь устанавливается равновесие. Теплового же равновесия между электронной и ионной подсистемами не наступает как из-за большой разницы в массах, так и из-за дрейфа, вызванного приложенным к диоду внешним полем. В такой постановке не возникает неоднозначности в выборе вида функции распределения. Подробный анализ всех возможных цилиндрически-симметричных конфигураций плазмы, состоящей из неподвижных в целом ионов и переносящих ток электронов, проведен в<sup>22, 62</sup>.

Равновесное состояние цилиндрически-симметричной плазмы с током характеризуется пятью параметрами:

$$N_e, N_i, T_\perp, T_i, \beta; \quad (1)$$

здесь  $N_e$  и  $N_i$  — числа электронов и ионов на единицу длины искры,  $T_e$  и  $T_i$  — температуры электронов и ионов,  $T_\perp = T_e \sqrt{1 - \beta^2}$  — эффективная температура электронов в поперечном направлении,  $\beta = v_0/c$ ,  $v_0$  — дрейфовая скорость электронов относительно ионов, связанная с полным током  $I$  соотношением  $I = eN_e v_0$ . Из-за того, что электроны в целом движутся относительно ионов, помимо электростатического взаимодействия с объемным зарядом они испытывают притяжение друг к другу как параллельные токи. Если числа частиц  $N_i$  и  $N_e$  на единицу длины разряда удовлетворяют неравенствам  $N_e > ZN_i > N_e(1 - \beta^2)$ , то и на электроны, и на ионы на далеких расстояниях действуют со стороны остальных зарядов силы притяжения к оси. Потенциалы этих сил для электронов  $U_e$  и ионов  $U_i$  различны. Они квадратично зависят от радиуса вблизи оси, а на далеких расстояниях логарифмически растут с ростом  $r$ :

$$U_e = 2e \ln r, \quad U_i = 2e_i \ln r, \quad r \rightarrow \infty.$$

Здесь  $\epsilon_e = e^2 (ZN_i - (1 - \beta^2) N_e)$  и  $\epsilon_i = Ze^2 (N_e - ZN_i)$  — энергии притяжения электрона и иона со стороны остальных зарядов в поле коллективного взаимодействия. В этом поле равновесные распределения плотностей электронов и ионов убывают с ростом  $r$  степенным образом:  $n_e \sim \sim r^{-2K_e}$ ,  $n_i \sim r^{-2K_i}$ ,  $r \rightarrow \infty$ , где  $K_i = \epsilon_i/T_i$ ,  $K_e = \epsilon_e/T_\perp$ . Условия конечности чисел частиц  $N_e$  и  $N_i$ , эквивалентные условиям конечности тока и заряда искры, имеют вид <sup>22</sup>

$$K_e > 1, K_i > 1, \quad (2)$$

так что энергия притяжения зарядов должна превышать энергию их теплового разлета в поперечном направлении. По существу, условия (2)

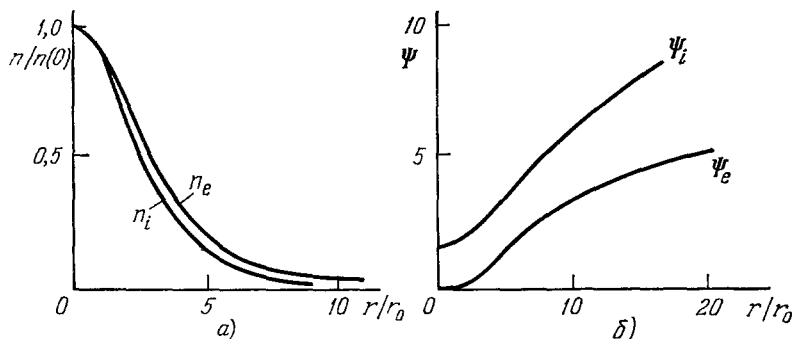


Рис. 12. Координатные зависимости потенциалов (б) и плотностей (а) зарядов, найденные численным интегрированием, при следующих значениях параметров:  $\beta = 0,98$ ,  $K_e = 1,01$ ,  $K_i = 4,28$  (при этом  $T_i/T_\perp = 5$ ).

не связаны с наличием в плазме равновесия и следуют просто из сходимости нормировочных интегралов  $N_\alpha = 2\pi \int_0^\infty n_\alpha(r) r dr$  на верхнем пределе.

В равновесии в приближении классической статистики идеальных газов параметры (4) не являются независимыми. Они должны быть так подобраны, чтобы выполнялся баланс энергии магнитного сжатия  $\frac{1}{2} e^2 N_e^2 \beta^2$ , электростатического отталкивания  $(1/2) e^2 (N_e - ZN_i)^2$  и кинетической энергии  $N_i T_i + N_e T_\perp$  зарядов на единицу длины искры <sup>63</sup>:

$$N_i T_i + N_e T_\perp + \frac{1}{2} e^2 (N_e - ZN_i)^2 = \frac{1}{2} e^2 N_e^2 \beta^2. \quad (3)$$

Для электрически нейтральной плазмы  $ZN_i = N_e \equiv N$ , соотношение (3) переходит в известное условие равновесия Беннета <sup>57</sup>:  $I^2 = 2c^2 N (T_\perp + T_i)$ .

Распределение плотностей зарядов и потенциалов  $U_e$  и  $U_i$  по радиусу в общем случае определяется лишь численно <sup>62, 64</sup>. Примеры распределений  $n_\alpha(r)$  и  $U_\alpha(r)$ ,  $\alpha = i, e$ , для некоторых значений параметров приведены на рис. 12.

Отличительным свойством уравнений, определяющих структуру равновесного цилиндрически-симметричного разрядного канала в приближении классической статистики идеальных газов, является масштабная инвариантность <sup>22</sup>. Равновесные распределения потенциалов  $U_\alpha$ ,  $\alpha = i, e$  зависят от  $r$  в комбинации  $r/r_0$ , где  $r_0$  — произвольный масштабный параметр. Физическая причина масштабной инвариантности состоит в том, что при изменении сечения разрядного канала энергии магнитного сжатия,

электростатического отталкивания и теплового разлета в радиальном направлении одинаково зависят от радиуса. При наличии масштабной инвариантности условия силового равновесия не определяют радиуса микропинча.

Для определения радиуса микропинча, а также и температур зарядов, от значений которых зависит структура плазмы в равновесии, необходимо рассматривать уравнения переноса энергии. Эволюция плазмы с учетом джоулева выделения тепла и ухода энергии в излучение рассматривается ниже, в п. 4) раздела г) гл. 3. Однако при токе порядка 100 кА энергетически равновесное значение радиуса пинча может оказаться столь малым, что оно фактически не достигается из-за вырождения электронов. При сжатии плазмы до вырождения давление ферми-газа электронов с уменьшением радиуса токового канала растет быстрее, чем давление идеального газа и чем магнитное давление. Уравнения, определяющие механическое равновесие плазмы в поле коллективного взаимодействия с учетом вырождения электронов, уже не являются масштабно инвариантными<sup>22</sup>. Поэтому при сжатии плазмы до вырождения электронов радиус токового канала определяется непосредственно из условия механического равновесия.

Вырождение электронов наступает при плотности порядка  $n_e \sim n_{e \text{ выр}} = (mT_e/\hbar^2)^{3/2}$ . В зависимости от величины тока разряда (или от  $N_e$ ) равновесное значение радиуса плазмы  $r_0$ , сжатой до вырождения электронов, меняется в широких пределах. Для его оценки удобно исходить из условия  $n_{e \text{ выр}} \pi r_0^2 \approx N_e$ . Получаем

$$r_0 \sim N_e^{1/2} \hbar^{3/2} (mT_e)^{-3/4}. \quad (4)$$

При сжатии микропинча до вырождения характерные значения плотности электронов и радиуса  $r_0$  порядка  $n_e \sim 10^{30} \text{ см}^{-3}$ ,  $r_0 \sim 10^{-8} \text{ см}$ .

Равновесие пинча, сжатого до вырождения электронов, рассмотрено в работах<sup>22, 64, 65</sup>. Ввиду того, что масса иона много больше массы электрона, ионы можно считать идеальным газом, подчиняющимся статистике Больцмана. Расчет структуры искрового канала с учетом фермиевского распределения электронов по энергиям напоминает расчеты структуры многоэлектронного атома методом Томаса — Ферми<sup>66</sup>, а также структуры нерелятивистской холодной звезды<sup>67</sup>.

В отличие от атома, ионы не локализованы в центре, как в ядре, их распределение по радиусу тоже определяется из условий равновесия. Размер области, занимаемой электронами, вообще говоря, того же порядка, что и размер области, занятой ионами. Кроме того, электроны дрейфуют относительно ионов вдоль разрядного канала. Максимально сжатое состояние микропинча можно представить себе как «линейный атом», построенный из неподвижных в целом ионов и пролетных электронов. В разные моменты времени микропинчевую область проходят разные электроны, распределение же электронной плотности по радиусу является квазистационарным. Если сжатие микропинча доходит до вырождения электронов, то в микропинчевой области мы в лабораторных условиях имеем дело с конденсированным веществом при высоких температурах, т. е. с веществом в состоянии, близком к внутризвездному<sup>68</sup>.

В области температур  $T_e \gg E_a = 27,2 \text{ эВ}$ , представляющих интерес применительно к проблеме УТС, по мере остывания электронов радиус микропинчевой области увеличивается в соответствии с (4).

Энергия коллективного магнитного сжатия в пересчете на один атом составляет величину порядка

$$\varepsilon_{\text{колл}} = Z\varepsilon_e + \varepsilon_i = Ze^2 N_e \beta^2. \quad (5)$$

Поскольку ионы в целом неподвижны, потенциал сил  $U_i$ , действующих на ионы, совпадает со скалярным потенциалом  $\phi$  электромагнитного поля коллективного взаимодействия. Полагая  $U_i \sim 2e_i \ln(r/r_0) \sim \epsilon_{\text{колл}}$ , для напряженности электрического поля  $E_r$  в микропинчевой области с учетом (4) и (5) получаем оценку

$$E_r \sim \frac{\epsilon_{\text{колл}}}{Zer_0} \sim \frac{m^2 c^{5/2}}{\hbar^{3/2}} \beta^2 \left( \frac{e^2 N_e}{mc^2} \right)^{1/2} \left( \frac{T_e}{mc^2} \right)^{3/4} \sim \\ \sim 10^{15} \beta^2 \left( \frac{e^2 N_e}{mc^2} \right)^{1/2} \left( \frac{T_e}{mc^2} \right)^{3/4} \text{ (В/см)}.$$

При токе порядка 100 кА это поле может обеспечить наблюдаемое уширение спектральных линий в плазме микропинча<sup>37, 41, 46</sup> за счет эффекта Штарка и, следовательно, объяснить наблюдаемое увеличение ширины линии с ростом главного квантового числа  $n$ <sup>46</sup>.

#### б) Движение зарядов в микропинчевой области

Рассмотрим движение электронов в цилиндрически-симметричной плазме микропинча. Движение отдельных зарядов определяется силами коллективного взаимодействия. Поперечное движение зарядов является финитным, и энергетический спектр — дискретный. Однако при условии

$$I \gg \frac{mc^3}{e} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^{1/2} \left( \frac{T_e}{mc^2} \right)^{3/4},$$

даже при сжатии плазмы до вырождения электронов, расстояния между уровнями малы по сравнению с характерными значениями энергии, так что движение квазиклассично, и можно пользоваться классической механикой.

При наличии беннетовского равновесия анализ траекторий отдельных частиц в плазме с сильным током проведен в работе Гратро<sup>69</sup>. Мы ограничимся наиболее важными предельными случаями слабого и сильного тока.

В предельном случае слабого тока,

$$I \ll \frac{mc^3}{e} = 17 \text{ кА}, \quad \beta \sim 1, \quad (6)$$

ларморовский радиус электронов в магнитном поле тока велик по сравнению с радиусом плазмы. Движение электронов при этом сводится к поперечным колебаниям в поле  $U_e(r)$  и равномерному движению вдоль оси.

В обратном предельном случае сильного тока,

$$I \gg \frac{mc^2 v_T}{e}, \quad v_T = \sqrt{\frac{2T_e}{m}}, \quad (7)$$

ларморовский радиус электронов мал по сравнению с поперечными размерами плазмы  $r_0$ . В этом случае при  $T_e \ll mc^2$ ,  $\beta \ll 1$  каждый отдельный электрон равномерно вращается по азимуту (вдоль магнитного поля), испытывает малые колебания перпендикулярно к магнитному полю и дрейфует вдоль оси разряда под действием взаимно перпендикулярных электрического и магнитного полей коллективного взаимодействия. Суммарный дрейф всех электронов дает полный ток в плазме.

Отношение энергии радиальных колебаний к ларморовской частоте  $mv_{r_0}^2/2\Omega_0$  и момент  $M = r r_\phi$  являются адиабатическими инвариантами. Можно показать, что при постоянном токе  $I$  при плавных изменениях

радиуса плазмы  $r_0$ , например, вдоль оси  $z$  разряда, радиальная и дрейфовая скорости изменяются следующим образом:

$$v_{r0} \sim r_0^{-1/2}, \quad v_0 \sim r_1^{-2}, \quad \beta \ll 1. \quad (8)$$

При сильном сужении разрядного канала электроны могут оказаться ускоренными до релятивистских скоростей, и тогда соотношения (8) видоизменяются. Важно, однако, что дрейф электронов в «узком месте» усиливается гораздо сильнее, чем тепловой разброс по скоростям. Это означает, что в области наибольшего сжатия электроны плазмы представляют собой пучок (при сильном сжатии — релятивистский), а вне области сжатия — снова обычную плазму с током. Сильно замагниченные электроны представляют собой как бы несжимаемую жидкость, так что второе соотношение (8) эквивалентно постоянству произведения скорости потока на сечение, следующему из уравнения непрерывности. Таким образом, излучение рентгеновских квантов в микропинчевой области и отсутствие излучения с поверхности анода в работе <sup>31</sup> можно объяснить тем, что в процессе расширения токового канала от микропинчевой области до анода электроны в соответствии с (8) быстро теряют энергию направленного движения и приходят на анод практически холодными.

В эксперименте появление микропинчевой области при сужении разрядного канала сопровождается резким снижением тока приблизительно на 30% от его величины к моменту провала. Быстрые изменения тока индуцируют в плазме сильные электрические поля, препятствующие изменениям тока. Эти поля также могут явиться причиной ускорения зарядов <sup>70</sup>. Применительно к вакуумной искре механизм ускорения электронов при внезапном обрыве тока проанализирован в работе Фукаи и Кло-то <sup>71</sup>. Они показали, что при токе до обрыва 100 ка максимальная энергия, до которой могут быть ускорены ионы железа, составляет 40 кэВ, а электроны — 20 МэВ. Механизмы ускорения зарядов при адиабатическом изменении радиуса канала и при обрыве тока соответствуют противоположным предельным случаям медленного и быстрого изменений структуры плазмы. Любопытно, что в обоих случаях сужение разрядного канала сопровождается ускорением зарядов в направлении тока.

#### в) Бесстолкновительное излучение

Формирование микропинчевой области и ее дальнейшая эволюция тесно связаны с уходом энергии в излучение. В качестве основного механизма излучения в плазме обычно рассматривается тормозное излучение электронов при парных столкновениях с ионами. Излучение, вызванное кулоновскими соударениями зарядов, играет основную роль в однородной плазме в отсутствие электромагнитных полей. В условиях сильного магнитного сжатия тока структура плазмы определяется электромагнитными силами коллективного взаимодействия. Под влиянием этих сил заряды испытывают ускорение и излучают. Это излучение представляет собой тормозное излучение в поле коллективного взаимодействия. Оно не имеет отношения к парным соударениям зарядов, и его естественно называть бесстолкновительным. Для сравнения бесстолкновительного излучения с излучением при кулоновских соударениях достаточно оценить величины ускорений, испытываемых зарядами, в обоих случаях. В горячей плазме, когда длина свободного пробега  $l$  сравнима с характерным масштабом  $r_0$  изменения плотности, ускорения при финитном движении в радиальном направлении превосходят ускорения, вызываемые парными соударениями. Бесстолкновительное излучение становится преобладающим уже при  $l \gtrsim r_0$ , поскольку при кулоновских столкновениях относительное изменение скорости мало. На необходимость учета бесстолкновительного излучения при больших токах в связи с ростом сил коллективного взаимодействия указал Будкер <sup>72</sup>.

Бесстолкновительное излучение цилиндрически-симметричной плазмы рассчитано в работе <sup>24</sup> в простейшем случае, когда испущенные зарядами фотоны выходят за пределы плазмы без заметного поглощения другими зарядами. Соответствующее условие имеет вид  $\delta \gg r_0$  ( $\delta \sim c/\omega_0$  — глубина проникновения в плазму поля с частотой  $\omega \lesssim \omega_0$ ,  $\omega_0$  — частота ленгмюровских колебаний) и сводится при  $\beta \sim 1$  к условию (6) слабого тока. Интенсивность бесстолкновительного излучения при слабом токе пропорциональна квадрату температуры и обратно пропорциональна квадрату радиуса плазмы <sup>24</sup>. В процессе сжатия и нагрева плазмы интенсивность бесстолкновительного излучения растет быстрее, чем интенсивность излучения при кулоновских соударениях. В пределе слабого тока бесстолкновительное излучение связано с радиальными колебаниями электронов. Его угловое распределение дается формулой

$$\frac{dJ}{d\Omega} \sim 1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta, \quad \beta \ll 1, \quad (9)$$

где  $\theta$  — угол между направлением распространения излучения и направлением тока. Спектральный состав бесстолкновительного излучения в пределе слабого тока (6) определяется тем, что каждый электрон излучает на частоте  $\omega \sim v_T/r_0$  своих поперечных колебаний. В области высоких частот  $\omega \gg v_T/r_0$  интенсивность излучения при произвольном  $\hbar\omega/T_\perp$  дается формулой <sup>24</sup>

$$\frac{dJ}{dz d\omega d\Omega} = A \sqrt{\ln \frac{\omega r_0}{v_T}} \left\{ \exp \left[ \frac{\hbar\omega (1 - \beta \cos \theta)}{T_\perp} \right] - 1 \right\}^{-1}, \quad \omega \gg v_T/r_0. \quad (10)$$

Множитель  $A$  не зависит от частоты и температуры. Его точное значение нам не понадобится, поскольку абсолютных измерений интенсивности излучения в настоящее время нет.

В предельном случае сильного тока (7) ларморовский радиус электрона в магнитном поле тока мал по сравнению с радиусом плазмы. Магнитное поле тока мало меняется в пределах электронной орбиты. Бесстолкновительное излучение сводится в случае (7) к синхротронному излучению электронов в магнитном поле тока. Расчет интенсивности равновесного синхротронного излучения из неоднородной плазмы с сильным током применительно к плазменному фокусу выполнен в работе <sup>73</sup>. Поскольку в процессе электромагнитного сжатия излучение играет существенную роль, мы приведем необходимые оценки интенсивности синхротронного излучения цилиндрически-симметричной плазмы. Приводимые ниже оценки не учитывают точную структуру плазмы и потому справедливы лишь по порядку величины.

Полная интенсивность синхротронного излучения электрона, движущегося со скоростью  $v$  поперек магнитного поля  $H$ , равна (<sup>74</sup>, § 74)

$$I = \frac{2e^4 H^2 v^2 \gamma^2}{3m^2 c^5} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \Omega^2 v^2 \gamma^2.$$

В случае сильного тока (7) глубина проникновения поля в плазму  $\delta$  мала по сравнению с  $r_0$ :  $\delta/r_0 \sim \sqrt{mc^2/e^2 N_e} \sim \sqrt{mc^2 v_0/eI} \ll 1$ . В этих условиях плазму покидают только те фотоны, которые испущены в узком слое порядка  $\delta$  вблизи поверхности. Поэтому в качестве эффективного числа излучателей  $\tilde{N}$  следует принять  $\tilde{N} \sim N_e \delta/r_0 \sim N_e \sqrt{mc^2/e^2 N_e}$ , где  $N_e$  — число электронов на единицу длины разряда. Замечая, что  $\Omega \sim e^2 N \beta / m c r_0$ , и полагая  $v^2 \sim T_e/m$ , для интенсивности спонтанного синхротронного



излучения получаем оценку

$$\frac{dJ_{\text{сп}}}{dz} \sim \left( \frac{e^2 N_e}{mc^2} \right)^{5/2} \frac{T_e \beta^2 c}{r_0^2}.$$

Находясь внутри плазмы, электроны также непрерывно излучают и поглощают фотоны. Последние практически не покидают плазму, так что внутри разряда устанавливается некоторое стационарное число фотонов. Если бы плазма находилась в тепловом равновесии, то внутри нее было бы заперто черное излучение, спектральная плотность которого равна  $e_0(\omega)$  (<sup>75</sup>, § 63), а поток энергии излучения через единицу любой поверхности внутри плазмы в каждом направлении составлял бы  $dI \sim \sim c e_0(\omega) d\omega$ . Если тепловое равновесие в плазме отсутствует, и имеет место инверсная заселенность верхних уровней энергии, то, попадая в излучающий поверхностный слой, поток фотонов вызывает индуцированное излучение, вероятность которого  $w^{\text{ин}}$  связана с вероятностью  $w^{\text{сп}}$  спонтанного излучения выражением (<sup>76</sup>, § 44)

$$w^{\text{ин}} = w^{\text{сп}} \frac{\pi^2 c^2}{\hbar \omega^3} \frac{dI}{d\omega}.$$

Считая, что по порядку величины поток фотонов равен потоку черного излучения,  $(\pi^2 c^2 / \hbar \omega^3) dI/d\omega \sim T/\hbar \omega$ ,  $\hbar \omega \ll T$ , получаем следующую оценку для интенсивности индуцированного синхротронного излучения цилиндрически-симметричной неравновесной плазмы в пределе сильного тока ( $\omega \sim \Omega$ ):

$$\frac{dJ_{\text{ин}}}{dz} \sim \left( \frac{e^2 N_e}{mc^2} \right)^{3/2} \frac{T^2 \beta}{\hbar r_0}. \quad (11)$$

При  $\beta \lesssim 1$  спектральный максимум интенсивности синхротронного излучения приходится на частоту  $\omega \sim \Omega$  ларморовских колебаний, а в ультрарелятивистском случае смещается в область более высоких частот (<sup>74</sup>, § 74):  $\omega \sim \Omega \gamma^2$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \gg 1$ . В состоянии вырождения электронов для радиуса плазмы имеет место оценка (4). Полагая  $H \sim 1/cr_0$ , для характерной энергии излучаемых квантов получаем

$$\hbar \omega \sim mc^2 (\alpha \beta)^{1/2} \gamma^2 \left( \frac{T_e}{mc^2} \right)^{3/4} \left( \frac{eI}{mc^3} \right)^{1/2}, \quad e^2 N_e \gg mc^2. \quad (12)$$

Для температур порядка сотни кэВ и токов порядка 100 кА это соответствует области жесткого рентгеновского излучения. Таким образом, излучение жестких квантов в вакуумной искре сильноточного диода можно объяснить как синхротронное излучение электронов при переходах между уровнями Ландау в сильном азимутальном магнитном поле тока в состоянии максимального сжатия и нагрева плазмы микропинча <sup>24</sup>. Иными словами, излучение жестких квантов происходит при переходах электронов между квантовыми уровнями «линейного атома». Расстояние между соседними уровнями  $\Delta \epsilon = \hbar \Omega$  (12) максимально на стадии наибольшего сжатия и нагрева плазмы микропинча.

Возможные механизмы испускания жестких квантов в вакуумной искре, исследованные в работе Фукаи и Клото <sup>71</sup>, связаны с наличием электронов, ускоренных до необходимых энергий индукционным электрическим полем, возникающим в плазме при резких изменениях тока. Фукаи и Клото рассматривают излучение жестких квантов при столкновениях ускоренных электронов с поверхностью анода, а также указывают на возможный механизм излучения фотонов при движении ускоренных электронов в поле коллективного взаимодействия. Описанный выше механизм излучения жестких квантов при переходах электронов между уровнями Ландау является, по существу, конкретным примером испускания фотона электроном в поле коллективного взаимодействия.

В качестве возможной причины резкого провала тока в <sup>71</sup> рассматривается аномальное сопротивление плазмы, которая может стать турбулентной из-за развития

электростатических неустойчивостей. Постановка вопроса об устойчивости равновесной плазмы в условиях пинч-эффекта в наиболее общей форме сформулирована в обзоре Бунемаа<sup>59</sup>. Однако задача об устойчивости пинчевых систем математически сложна и чувствительна к конкретным условиям эксперимента, так что ее общего решения не существует. Применительно к плотной плазме микропинча вопрос об устойчивости, насколько нам известно, остается открытым. Близкая задача о резистивной планговой неустойчивости пучка с беннетовским профилем в бесстолкновительном пределе изучалась теоретически в работе Ли<sup>77</sup> и экспериментально — в работе Лауэра с соавторами<sup>78</sup>.

Механизм увеличения скорости дрейфа при адиабатическом медленном сужении токового канала (8) позволяет объяснить ускорение электронов, не прибегая к механизму ускорения в индукционном поле, основанном на предположении о наличии в плазме токового канала возможных неустойчивостей.

В последнее время появились экспериментальные доказательства, что в момент обрыва тока именно микропинчевая область, а не поверхности электродов, является основным источником рентгеновского излучения<sup>31,40</sup>.

Угловое распределение синхротронного излучения отличается от распределения (9) излучения, вызванного радиальными колебаниями в пределе слабого тока (6). Поскольку при сильном токе (7) магнитное поле мало меняется в пределах электронной орбиты, можно воспользоваться известной формулой<sup>(74, § 74):  $dI/d\theta \sim 2 - \cos^2 \theta$ ,  $\beta \ll 1$ ; здесь  $\theta$  — угол между направлением распространения излучения и плоскостью, перпендикулярной к вектору  $\mathbf{H}$ . Этот угол можно выразить через угол  $\theta$  между направлениями излучения и тока и азимутальный угол  $\varphi$ :  $\sin \theta = \sin \theta \sin \varphi$ . После интегрирования по  $\varphi$  в нерелятивистском пределе получаем</sup>

$$\frac{dJ}{d\theta} \sim 1 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta, \quad \beta \ll 1. \quad (13)$$

Угловое распределение излучения позволяет различить механизмы излучения в противоположных предельных случаях слабого (6) и сильного (7) токов. Можно предположить, что полученное в работе<sup>36</sup> угловое распределение микроволнового излучения плазменного фокуса (см. рис. 3, а) в начале вспышки отвечает механизму синхротронного излучения электронов. Сплошная линия на рис. 3, а построена по формуле (13), а точки — эксперимент<sup>36</sup>. Угловое распределение в конечной стадии (см. рис. 3, б), по-видимому, отвечает излучению, связанному с радиальными колебаниями при слабом токе. Сплошная линия на рис. 3, б построена по формуле (9), точки — эксперимент<sup>36</sup>. Поскольку ток составляет сотни кА и не является слабым, это может означать, что на конечной стадии вспышки ток не распределен равномерно по сечению плазмы, а имеет сложную пространственную структуру. Наиболее интенсивно излучают области сильного сжатия плазмы, относительный вклад в протекание тока от которых может быть небольшим. Возможность прохождения тока по отдельным каналам отмечалась в работах<sup>55,79</sup>. Вывод о прохождении тока по отдельным каналам соответствует обнаруженной экспериментально<sup>46,54,55</sup> неоднородности рентгеновского свечения и его сильной угловой анизотропии<sup>40</sup>.

### г) Эволюция вакуумной искры

Количественное описание эволюции микропинча в вакуумном диоде в настоящее время отсутствует. Качественное представление об этом явлении и оценки по порядку величины можно сделать на основе теории равновесия и бесстолкновительного излучения.

Логарифмический рост потенциалов  $U_e$  и  $U_i$  на далеких расстояниях в действительности не связан с наличием в плазме равновесия, а обусловлен только цилиндрической геометрией и условиями конечности тока и заряда в плазме. В равной степени это относится также и к неравен-

ствам (2), ограничивающим область параметров, в которой и на ионы, и на электроны действуют со стороны остальных зарядов силы притяжения к оси, способные удерживать заряды от разлета в поперечном направлении. В отсутствии равновесия под температурой следует понимать среднюю кинетическую энергию соответствующих зарядов.

1) Динамика сжатия и радиационный коллапс. В процессе разряда электронный поток, попадая на анод, разрушает его поверхность. Вблизи анода образуются положительные ионы в результате ионизации атомов электронами, переносящими ток. Возникающие в процессе ионизации электроны испытывают отталкивание со стороны электронов, несущих ток. Они либо приходят в равновесие с электронным потоком, либо улетают в радиальном направлении. Ионы же испытывают притяжение и накапливаются вблизи оси разряда. Когда число ионов попадает в область (2), то и на ионы, и на электроны со стороны остальных зарядов действуют силы притяжения к оси, способные удерживать заряды от разлета по радиусу. Под действием этих сил плазма схлопывается, происходит пинч-эффект. Условия (2) самосжатия могут осуществиться в любой части разрядного промежутка, а не обязательно у анода.

Равновесие (3) беннетовского типа при фиксированном токе порядка 100 кА может осуществиться лишь при очень высоких температурах порядка сотен кэВ. Это означает, что давление магнитного поля тока в холодной плазме не скомпенсировано. Такое состояние является гидродинамически неустойчивым, и под действием сил коллективного взаимодействия плазма сжимается к оси. В процессе сжатия растет температура электронов. Изменение температуры электронов определяется уравнением переноса тепла:

$$T_e \frac{dS}{dt} = \frac{dQ}{dz} - \frac{dJ}{dz}, \quad (14)$$

где  $S = N_e \ln r_0^2 T_e^{3/2}$  — зависящая от  $r_0$  и  $T_e$  часть энтропии электронов на единицу длины искры в приближении классической статистики идеальных газов.

Уравнение (14) совместно с уравнениями движения описывают динамику сжатия и нагрева плазмы. В начальной стадии сжатия как излучением, так и омическим нагревом можно пренебречь и считать, что правая часть уравнения (14) равна нулю. Начальная стадия представляет собой адиабатический процесс сжатия и нагрева плазмы на пути к установлению равновесного состояния (3) беннетовского типа. При сильном сжатии и нагреве плазмы в состоянии, близком к механически равновесному, эволюция зависит от соотношения между подводимой и отводимой энергией. Основным механизмом поступления энергии в систему электронов мы будем считать джоулево тепловыделение

$$\frac{dQ}{dz} = \left( \frac{dQ}{dz} \right)_{\text{дж}} \sim \frac{Ze^4 m^{1/2} \Lambda N_e^2 \beta^2 c^2}{T_e^{3/2} r_0^2}, \quad (15)$$

а основным механизмом отвода энергии — потери на излучение.

Баланс энергий омического нагрева и потерь на излучение в пинчевых системах рассматривался в работах <sup>80-84</sup>. Основным механизмом излучения обычно считают тормозное излучение, вызванное парными столкновениями электронов с ионами. Интенсивность этого излучения  $dJ/dz$  на единицу длины искры имеет ту же зависимость от радиуса  $r_0$  токового канала, что и джоулево тепловыделение (15). При наличии равновесия беннетовского типа (3) уходящая в тормозное излучение энергия равна джоулеву выделению тепла при некотором фиксированном значении тока  $I_{\text{ПВ}}$ , не зависящем от плотности плазмы, температуры или радиуса <sup>80-83</sup>. Этот ток называется током Пиза — Брагинского и составляет величину порядка  $10^6$  А. При токе  $I < I_{\text{ПВ}}$

плазма расширяется, а при  $I > I_{\text{ПБ}}$  — неограниченно сжимается (коллапсирует) к оси канала.

Использование формул для интенсивности излучения при кулоновских соударениях основано на двух предположениях. Во-первых, считается, что состояние плазмы меняется медленно, и в каждый момент времени успевает устанавливаться как механическое, так и тепловое равновесие. Это позволяет пользоваться обычными формулами для интенсивности излучения равновесной плазмы. Во-вторых, предполагается, что интенсивность излучения от кулоновских столкновений больше, чем интенсивность бесстолкновительного излучения. Применительно к стадии сжатия микропинча оба эти предположения не выполняются. С ростом температуры длина свободного пробега электронов относительно кулоновских соударений быстро растет, и на той стадии, когда необходим учет излучения, становится большой по сравнению с радиусом искрового канала. Как было показано в п. 3 в), в этом случае основную роль играет бесстолкновительное излучение, а излучение, вызываемое парными столкновениями, отступает на второй план. В интересующем нас случае сильного тока (7) в качестве основного механизма излучения на стадии сжатия следует принять магнитотормозное излучение электронов в собственном магнитном поле тока.

В фазе схлопывания состояние плазмы меняется быстрее, чем успевает устанавливаться тепловое равновесие электронов. Неравновесный нагрев электронов приводит к инверсной заселенности энергетических состояний. В отсутствие равновесия индуцированные процессы излучения оказываются нескомпенсированными процессами индуцированного поглощения. В этих условиях в качестве интенсивности излучения  $dJ/dz$  в (14) следует принять оценку (11) для интенсивности индуцированного синхротронного излучения электронов.

При температурах порядка энергии сжатия (5) джоулев нагрев становится порядка интенсивности излучения (11) при радиусе микропинча

$$r_0 \sim \frac{\hbar}{mc} \frac{Z\Lambda}{\beta^3} \left( \frac{mc^3}{eI} \right)^3. \quad (16)$$

При меньших радиусах джоулево энерговыделение больше потерь на излучение; при этом избыточная энергия переходит в систему электронов, и плазма расширяется. Если же величина  $r_0$  превышает значение (16), то уход энергии в излучение больше джоулева выделения тепла. Недостающая энергия восполняется за счет выделяющейся при сжатии внутренней энергии плазмы. Сжатие происходит до тех пор, пока радиус плазмы не достигнет значения (16). Таким образом, соотношение (16) определяет по порядку величины энергетически равновесное значение радиуса плазмы, находящейся в состоянии механического равновесия (3).

С увеличением тока равновесное значение радиуса (16) быстро убывает, и, начиная с некоторого критического значения тока  $I_{\text{кр}}$ , становится меньше радиуса (4) плазмы, сжатой до вырождения электронов. Это означает, что при токе больше критического

$$I > I_{\text{кр}} \sim \frac{mc^3}{e} \left( \frac{\alpha Z^2 \Lambda^2}{\beta^3} \right)^{2/11} \quad (17)$$

( $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$  — постоянная тонкой структуры) в результате сжатия и нагрева на начальной стадии и сжатия за счет ухода энергии в излучение (радиационного коллапса) — в нагретом состоянии плазма приходит к равновесию, в котором магнитное давление уравнивается давлением ферми-газа электронов. В состоянии максимального сжатия микропинч представляет собой как бы «линейный атом», в котором ионы в целом неподвижны, а электронные состояния заполняются пролетными электронами, переносящими ток. Наблюдаемую вспышку излучения микропинча естественно связать с излучением электронов при переходах между квантовыми уровнями в процессе заселения низших состояний «линейного атома».

Критическое значение тока (17), начиная с которого при быстром сжатии пинч может перейти в конденсированное состояние «линейного атома», приблизительно на два порядка величины меньше тока Пиза —

Брагинского. Относительно небольшая величина критического тока (17) связана с более интенсивным (чем при кулоновских соударениях) отводом энергии в синхротронное излучение, которое при быстром сжатии носит индуцированный характер.

В начальной стадии пинчевания нескомпенсированная энергия магнитного сжатия (5) на один атом составляет величину порядка  $Ze^2N_e\beta^2$ , так что для скорости сжатия можно получить оценку  $v_r \sim (Ze^2N_e\beta^2/M)^{1/2}$ , где  $M$  — масса иона. В нагретом состоянии на стадии радиационного коллапса магнитное давление скомпенсировано температурой, и скорость сжатия определяется скоростью ухода энергии в излучение:  $v_r \sim \sim \alpha\beta^{1/2}(eI/mc^3)^{3/2}$ . В обоих случаях при токе порядка 100 кА скорость сжатия составляет величину порядка  $10^8$  см/с.

Столь большая величина скорости радиального сжатия может означать, что в действительности начальная стадия сжатия и нагрева в процессе пинчевания не только происходит неравновесно, но и сопровождается возникновением магнитогидродинамических течений, которые, вообще говоря, не являются цилиндрически-симметричными. Возникновением в плазме в начальной стадии сжатия аномального сопротивления из-за развития турбулентных течений, возможно, объясняются провалы тока, относительное изменение которого составляет величину до 30% <sup>31</sup>. Если при этом ток не становится меньше критического (17), то сжатие плазмы продолжается, и в результате радиационного коллапса плазма может прийти к равновесию, обеспечиваемому вырождением электронов.

В процессе радиационного сжатия время релаксации плазмы  $\tau_0$  за счет кулоновских соударений резко уменьшается и в состоянии вырождения электронов составляет

$$\tau_0 \text{ вып} \sim \frac{m^{1/2}T_e^{3/2}}{e^4n_{e \text{ вып}}\Lambda} \sim \frac{\hbar^3}{e^4m\Lambda} \sim 10^{-16} \text{ с.}$$

Это означает, что на стадии радиационного коллапса турбулентные пульсации затухают, и плазма быстро приходит к равновесию.

Описывая эволюцию сжатия, мы не учитывали обмена энергией между электронами и ионами, термоядерного энерговыделения и ряда других процессов по той причине, что отсутствие точных расчетов индуцированного синхротронного излучения все равно не позволяет оценить динамику пинчевания точнее, чем по порядку величины. Важным выводом является принципиальная достижимость состояния «линейного атома» за счет радиационного сжатия плазмы при сильном токе. Разумеется, реальная эволюция микропинчевой области в сильноточном диоде зависит от всей совокупности процессов, происходящих в плазме.

Дальнейшая эволюция плазмы в состоянии «линейного атома» определяется, по-видимому, радиационным остыванием. Как следует из анализа угловых распределений микроволнового излучения, основным механизмом отвода энергии на этой стадии следует считать бесстолкновительное излучение, вызванное радиальными колебаниями электронов. С помощью результатов работы <sup>24</sup> приходим к выводу, что интенсивность излучения «линейного атома» пропорциональна  $dJ/dz \sim T_e^{7/2}$ . Энергия электронов единицы длины микропинча в состоянии вырождения порядка (<sup>75</sup>, § 57)  $E \sim \hbar^2 n_{e \text{ вып}}^{2/3} N_e/m \sim T_e N_e$ . Если изменение энергии электронов при фиксированном  $N_e$  связано с излучением,  $dE/dt = -dJ/dz$ , то их температура убывает с течением времени по закону  $T_e \sim t^{-2/5}$ .

2) Характеристики излучения. Сравнение с экспериментом. Подставляя временную зависимость температуры

в (10), получаем, что в процессе радиационного остывания микропинча интенсивность излучения в области высоких частот убывает с течением времени по закону

$$\frac{dJ}{dz d\Omega d\omega} \sim \exp(-bt^{2/5}), \quad \hbar\omega \gg T_e. \quad (18)$$

Если считать, что к моменту времени  $t_0$  температура упала до значения  $T_0$ ,  $T_e(t) = T_0 (t_0/t)^{2/5}$ , то константу  $b$  в (18) можно представить в виде

$$b = \frac{\hbar\omega}{T_0} (1 - \beta \cos \theta) (1 - \beta^2)^{-1/2} t_0^{-2/5}.$$

Сопоставляя закон убывания (18) с наблюдаемым в работе Ли<sup>32</sup> (см. рис. 4 и рис. 13, а), мы находим значения  $b$  и  $t_0$ :  $t_0^{2/5} b = 4$ ,  $t_0 = 30$  нс. Если

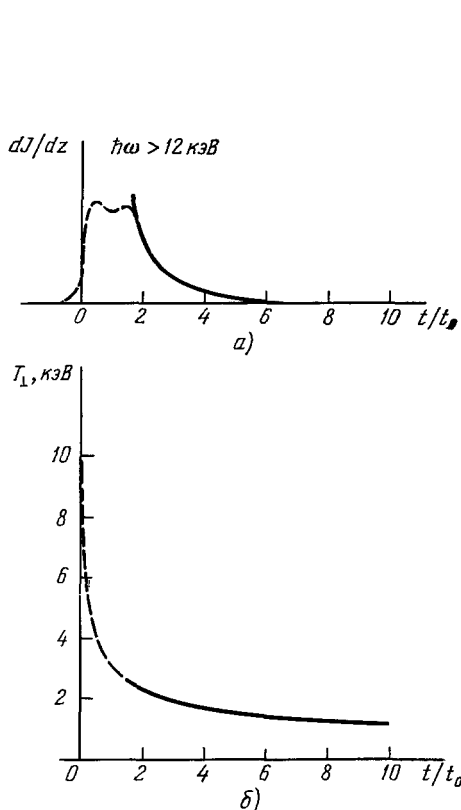


Рис. 13. Временная зависимость интенсивности рентгеновского излучения микропинча (а) ( $\hbar\omega > 12$  кэВ; штриховая линия — эксперимент<sup>32</sup>, сплошная линия построена по формуле (18)); восстановленная по рис. 13, а зависимость температуры  $T_{\perp}$  от времени (б).

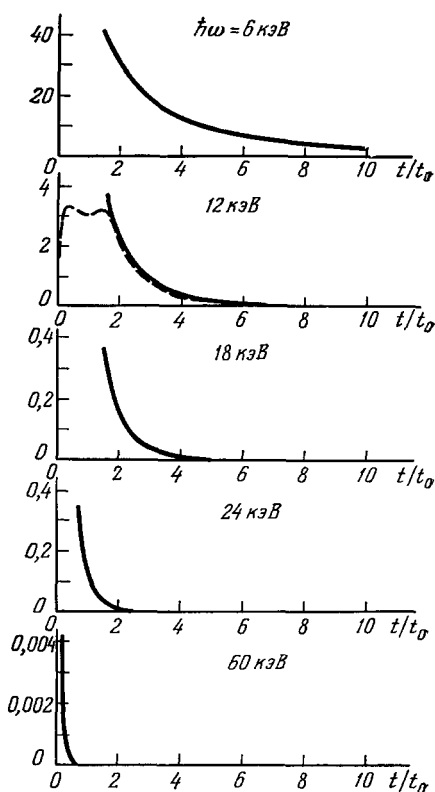


Рис. 14. Временные характеристики рентгеновского излучения с различной энергией квантов (18). Штриховая кривая — эксперимент<sup>32</sup>.

считать, что излучение в<sup>32</sup> фиксировалось в направлении, перпендикулярном к току ( $\theta = \pi/2$ ), можно полностью восстановить временную зависимость температуры  $T_{\perp}$  в процессе радиационного остывания:  $T_{\perp}(t) = 3(30/t)^{2/5}$  кэВ, где  $t$  — время в нсек от начала вспышки. Порядок вели-

чины температуры соответствует результатам экспериментов (см. таблицу на с. 95).

Радиационное остывание позволяет объяснить уменьшение продолжительности излучения с ростом энергии кванта. На рис. 14 представлены временные характеристики интенсивности излучения с ростом энергии кванта. В соответствии с экспериментальными наблюдениями Ли<sup>32</sup> (см. рис. 4) с ростом энергии кванта продолжительность излучения резко уменьшается. Однако о точном количественном согласии говорить трудно по двум причинам. Во-первых, интенсивность излучения измерена Ли в произвольных единицах, которые для различных энергий кванта не обязательно совпадают. Во-вторых, продолжительность излучения квантов с энергией больше 60 кэв, по-видимому, меньше временного разрешения регистрирующей аппаратуры.

Малая длительность излучения квантов высокой энергии означает, что в экспериментах в действительности наблюдается не мгновенное распределение квантов по энергиям, а некоторое усредненное за полное время вспышки значение. Интегрируя (18) по времени, мы получаем степенное убывание интенсивности излучения с ростом энергии кванта:

$$\int_0^{\infty} \exp(-bt^{2/5}) dt \sim b^{-5/2} \sim (\hbar\omega)^{-5/2}.$$

Эта зависимость приведена на рис. 5 пунктиром. В данном случае экспериментальные точки<sup>32</sup> несколько лучше соответствуют степени 4,5 (сплошная линия на рис. 5). Значения показателя степени, приводимые различными экспериментаторами, колеблются от 2 до 5<sup>32, 86, 85</sup>.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интерес к пинч-эффекту в сильноточном диоде применительно к проблеме управляемого термоядерного синтеза связан с возможностью нагрева до термоядерных температур сильно сжатой плазмы, удерживаемой от разлета силами коллективного взаимодействия. Идея использовать самосжимающийся релятивистский пучок в качестве термоядерного реактора принадлежит Будкеру<sup>87</sup>. Основное возражение против этой идеи было связано с большими потерями сильно нагретых электронов на излучение. Поскольку из-за фермиевской конденсации электронов интенсивность их излучения убывает по мере радиационного охлаждения, это возражение, возможно, следует пересмотреть.

Сильное неравновесное сжатие в начальной стадии пинч-эффекта естественно попытаться использовать в качестве накачки мощных источников индуцированного синхротронного излучения в диапазоне от микроволн до жестких рентгеновских квантов.

Помимо практического использования, сжатие плазмы до вырождения электронов в сильноточных устройствах представляет большой общезначимый интерес, так как дает принципиальную возможность получать в лабораторных условиях конденсированную материю при высоких температурах, т. е. вещество в состоянии, близком к внутризвездному<sup>88</sup>.

Однако, несмотря на то, что экспериментальные проявления микропинчевания не только не противоречат, но и получают естественное объяснение на основе теории равновесия и бесстолкновительного излучения плазмы, сжатой до вырождения электронов, имеющихся фактов все же недостаточно, чтобы однозначно доказать наличие в микропинчевой области

«линейных атомов». Необходимы прямые эксперименты, позволяющие обнаружить сильные электромагнитные поля и высокие плотности вещества на англестремных расстояниях.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова  
Институт физических проблем  
АН СССР  
Институт спектроскопии  
АН СССР

Институт теоретической и экспериментальной  
физики, Москва

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Cohen L., Feldman U., Swartz M., Underwood J. H.— J. Opt. Soc. Am., 1968, v. 58, p. 843.
2. Лебедев С. В., Мандельштам С. Л., Родин Г. М.— ЖЭТФ, 1959, т. 37, с. 349.
3. Плюто А. А., Кеварлидзе К. Н., Кварцхава И. Ф.— АЭ, 1957, т. 3, с. 153.
4. Плюто А. А.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1589.
5. Händel S. K.— Ark. Phys., 1964, v. 28, p. 303.
6. Sundström J., Händel S. K., Person J. E.— Zs. Phys., 1967, v. 200, p. 499.
7. Филиппов Н. В., Филиппова Т. И., Виноградов В. П.— Nucl. Fusion, pt. 2, Suppl., 1962, p. 577.
8. Mather J. W.— Phys. Fluides. 1965, v. 8, p. 366.
9. Wood R. W.— Phys. Rev., 1897, v. 5, No. 1
10. Millican R. A.— Ibid., 1918, v. 12, p. 167.
11. Millican R. A., Boven — J. Ibid. 1924, v. 23, No. 1.
12. Суладзе К. В., Плюто А. А.— ЖТФ, 1967, т. 37, с. 72.
13. Плюто А. А., Беленцов П. Е., Корон Е. Д., Мхеидзе Г. П., Рыжов В. Н., Суладзе К. В., Темчин С. Т.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 540.
14. Lauritsen C. C., Millican R. A.— Phys. Rev., 1928, v. 31, p. 914. Lauritsen C. C., Bennett R. D.— Ibid., 1928, v. 32, p. 850.
15. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 7.
16. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги.— М.: Наука, 1968.
17. Лукашов А. А.— ЖТФ, 1961, т. 31, с. 1262.
18. Martin T. H.— IEEE Trans., 1969, NS-16, No. 3, p. 59.
19. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н.— ЖТФ, 1967, т. 37, с. 1870.
20. Frankel S., Highland V., Sloan T., van Dyck O., Wales W.— Nucl. Instr. and Meth., 1966, v. 14, p. 345.
21. Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г.— ДАН СССР, 1967, т. 177, с. 72.
22. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н.— ЖТФ, 1969, т. 39, с. 1530.
23. Мейерович Б. Э., Сухоруков С. Т.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1783.
24. Пятаевский Л. П.— УФН, 1966, т. 90, с. 623.
25. Мейерович Б. Э.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1045; 1978 т. 74, с. 86.
26. Englund A., Händel S. K.— Zs. Phys., 1970, v. 230, p. 193.
27. Flynn T. G.— Proc. Phys. Soc. Ser. B, 1956, v. 69, No. 439, p. 748.
28. Plutto A. A., Suladze K. V., Корон Е. Д., Ryzhkov V. N.— In: Proc. of 5th Intern. Symposium on Discharges and Electric Insulators in Vacuum.— Poland: 1972.—P. 145.
29. Мхеидзе Г. И., Плюто А. А., Корон Е. Д.— ЖТФ, 1971, т. 41 с. 952.
30. Плюто А. А., Суладзе К. В., Темчин С. М., Корон Е. Д.— АЭ, 1969, т. 27, № 5.
31. Мхеидзе Г. П., Корон Е. Д.— ЖТФ, 1971, т. 41, с. 873.
32. Cilliers W. A., Datla R. U., Griem H. R.— Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 12, p. 1408.
33. Lee T. N.— Astrophys. J., 1974, v. 190, p. 467.
34. Lee T. N., Elton R. C.— Phys. Rev. Ser. A, 1971, v. 3, p. 865.
35. Turechek J. J., Kunze H. J.— Zs. Phys. Kl. A, Bd. 273, S. 111.
36. Turechek J. J.— Preprint №212P008.— USA: 1972.



36. Herziger G., Krompholz H., Michel L., Schonbach K.—*Phys. Lett. Ser. A*, 1977, v. 64, p. 51.
37. Кононов Э. Я., Кошелев К. Н., Сидельников Ю. В.—*Физ. плазмы*, 1977, т. 3, с. 663.
38. Feldman U., Goldsmith S., Schwob J. L., Doschek G. A.—*Astrophys. J.*, 1975, v. 201, p. 225.
39. Klarisch M., Schwob J. L., Fraenkel B. S., Oreg J.—*J. Opt. Soc. Am.*, 1977, v. 67, p. 148.
40. Herziger G., Krompholz H., Michel L., Schonbach K.—*Phys. Lett. Ser. A*, 1978, v. 64, p. 390.
41. Schwob J. L., Fraenkel B. S.—*Phys. Lett. Ser. A*, 1972, v. 40, pp. 81, 83.
42. Гольц Э. Я., Житник И. А., Кононов Э. Я., Мандельштам С. Л., Сидельников Ю. В.—*ДАН СССР. Сер. физ.*, 1975, т. 220, с. 560.
43. Burkhalter P. G., Dozier C. M., Nagel D. J.—*Phys. Rev. Ser. A*, 1977, v. 15, p. 700.
44. Bostick W. H., Nardi V., Prior W., Rodriquer-Trelles F.—*Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II*, 1972, v. 17, p. 1014.
45. Nardi V.—In: *Intern. Conference Asty-Torino, Italy, November 5-6, 1974*.
46. Datta R. U., Griem H. R.—*Phys. Fluids*, 1978, v. 21, p. 505.
47. Bhalla C. P., Gabriel A. H., Presnyakov L. P.—*Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1975, v. 172, p. 359.
48. Корон Е. Д., Плутто А. А.—*ЖТФ*, 1971, т. 41, с. 1055; *Изв. вузов. Сер. «Физика»*, 1973, № 4, с. 131.
49. Корон Е. Д.—*ЖТФ*, 1976, т. 46, с. 2187.
50. Филиппов Н. В., Филиппова Т. И.—*Письма ЖЭТФ*, 1977, т. 25, с. 262.
51. Lee J. H. et al.—*Phys. Fluids*, 1977, v. 20, p. 313.
52. Lee S., Conrads H.—*Phys. Lett. Ser. A*, 1976, v. 57, p. 233.
53. Вихрев В. В.—*Физ. плазмы*, 1977, т. 3, с. 997.
54. Welch T. J., Clothiaux E. J.—*J. Appl. Phys.*, 1974, v. 45, p. 3825.
55. Bostick W. H., Nardi V., Prior W.—*J. Plasma Phys.*, 1972, v. 8, p. 7.
56. Chandrasekhar S. *An Introduction to the Study of Stellar Structures*.—Chicago: The University of Chicago Press, 1939.
57. Bennet W. H.—*Phys. Rev.*, 1934, v. 45, p. 890.
58. Бенфорд Г., Бук Д. Л.—В кн. *Достижения физики плазмы*.—М.: Мир, 1974, — С. 32.
59. Вунеман О.—In: *Plasma Physics*.—McGraw-Hill, 1961.—Ch. 7, p. 203.
60. Брейзман Б. Н., Рютов Д. Д.—*Препринт ИЯФ-119-74*,—Новосибирск, 1974.
61. Валлис Г., Зауэр, К., Зюндер Ф., Росинский С. Е., Рухадзе А. А., Рухлин В. Г.—*УФН*, 1974, т. 113, с. 435.
62. Ляховицкий В. Н., Мейерович Б. Э., Сухоруков С. Т.—*ЖТФ*, 1977, т. 47, с. 1719.
63. Мейерович Б. Э., Сухоруков С. Т.—В кн. *Элементарные частицы*. Вып. II,—М.: Атомиздат, 1978.—С. 14.
64. Сухоруков С. Т.—*Препринт ИТЭФ-171*.—Москва: 1976.
65. Мейерович Б. Э., Сухоруков С. Т.—*Препринт ИТЭФ-75*.—Москва: 1978.
66. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.—*Квантовая механика*.—М.: Наука, 1974.—§ 70.
67. Ландау Л. Д.—*Собрание трудов*. Т. 1. М.: Наука, 1969.—Статья 8.
68. Linhard J. G.—*Цитир. в* <sup>45</sup> сб.
69. Gratgeau P.—*Phys. Fluids*, 1978, v. 21, p. 1302.
70. Трубников Б. А.—В кн. *Физика плазмы и проблема УТР*.—М.: Изд-во АН СССР, 1958.—Т. 4, с. 87.
71. Fukai J., Clothiaux E. J.—*Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 34, p. 863.
72. Будкер Г. И.—*АЭ*, 1956, т. 5, с. 9.
73. Вихрев В. В., Коржавин В. М.—*Физ. плазмы*, 1975, т. 1, с. 458.
74. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.—*Теория поля*.—М.: Наука, 1973.
75. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.—*Статистическая физика*.—М.: Наука, 1976.—Ч. 1.
76. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.—*Релятивистская квантовая теория*.—М.: Наука, 1968.—Ч. 1.
77. Lee E. P.—*Phys. Fluids*, 1978, v. 21, p. 1327.

78. Lauer E. J., Briggs R. J., Fessenden T. J., Hester R. E., Lee E. P.— Ibid., p. 1344.
79. Иванов А. А., Рудakov Л. И.— ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 1332.
80. Pease R. S.— Proc. Roy. Soc. London. Ser. B, 1957, v. 70, p. 11.
81. Брагинский С. И.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 645.
82. Lawson J. D.— J. Nucl. Energy, 1959, v. C1, p. 31.
83. Shearer J. W.— Phys. Fluids, 1976, v. 19, p. 1426.
84. Вихрев В. В.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 104.
85. Johnson D. J.— J. Appl. Phys., 1974, v. 45, p. 1147
86. Александров А. А., Грибков В. А. и др.— Кр. сообщ. физ (ФИАН СССР), 1977, № 3, с. 26.
87. Бударкер Г. И.— Цитир. в <sup>70</sup> сб.— Т. 1, с. 243.