

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы

А.В. Гуревич, К.П. Зыбин

*В обзоре изложена теория нового физического явления — лавинообразного размножения в веществе быстрых электронов с характерной энергией 0,1–10 МэВ, которое называют пробоем на убегающих электронах (ПУЭ). В условиях атмосферы ПУЭ возникает в постоянном электрическом поле, на порядок меньшем поля обычного пробоя. Экспериментальные исследования последних лет показывают, что ПУЭ определяет максимальные электрические поля в грозовой атмосфере, а также ряд важных новых наблюдаемых явлений: гигантские высотные разряды между грозовыми облаками и ионосферой, аномальные вспышки рентгеновского излучения, мощные всплески  $\gamma$ -излучения и др. Их исследование интенсивно расширяется. Необходимое условие возникновения ПУЭ — наличие высокоэнергичных затравочных частиц. Ими являются вторичные электроны космических лучей. Поэтому наблюдаемые эффекты отражают тесную взаимную связь между электродинамическими процессами в грозовой атмосфере и космическими лучами. Приведены также результаты первых лабораторных экспериментов, посвященных изучению ПУЭ. Развитие этих исследований может представлять интерес для сильноточной электроники.*

PACS numbers: 52.80. –s, 52.80.Mg, 92.60.Pw

### Содержание

1. Введение (1177).
2. Пробой на убегающих электронах (элементарная теория) (1179).
3. Кинетическое уравнение для быстрых электронов в веществе (1180).
  - 3.1. Кинетическое уравнение. 3.2. Интеграл соударений.
  - 3.3. Ионизационный интеграл. 3.4. Сферически-симметричная функция распределения. 3.5. Общий вид ионизационного интеграла.
4. Пробой на убегающих электронах (кинетическая теория) (1183).
  - 4.1. Постановка задачи. 4.2. Структура функции распределения.
  - 4.3. Время экспоненциального роста. 4.4. Анализ асимптотического поведения функции распределения. 4.5. Пространственно неоднородный пробой. 4.6. Лавина убегающих электронов в неоднородном электрическом поле.
5. Условия возникновения пробоя на убегающих электронах в атмосфере (1189).
6. Высотные атмосферные разряды (1190).
  - 6.1. Оптические наблюдения высотных разрядов. 6.2. Радионаблюдения на сверхнизких частотах. 6.3. Модель высотного разряда. 6.4. Модель оптического излучения. 6.5. Всплески  $\gamma$ -излучения. 6.6. Электроны высокой энергии в магнитосфере. 6.7. Генерация электрон-позитронных пар.

### 7. Грозовые разряды в атмосфере (1193).

7.1. Максимальное электрическое поле. 7.2. Аномальные вспышки рентгеновского излучения. 7.3. Аномальный рост проводимости. 7.4. Радиointерферометрические измерения. 7.5. Зарождение молнии.

### 8. Космические лучи и электродинамические процессы в атмосфере Земли (1196).

### 9. Лабораторный эксперимент (1197).

### 10. Заключение (1198).

Список литературы (1198).

## 1. Введение

Индукция электрического разряда в веществе — электрический пробой исследуется более двух столетий. Он подробно изучен и имеет разнообразные технические применения [2–8]. Однако процесс, которому посвящен настоящий обзор, обнаружен впервые лишь в последние годы. Это новое явление в физике получило название *пробой на убегающих электронах* [1].

Обычный пробой возникает вследствие нагрева электронов в электрическом поле. При этом быстрые электроны, принадлежащие хвосту функции распределения, становятся способными ионизовать вещество, а следовательно, генерировать новые свободные электроны. Медленные же электроны исчезают вследствие рекомбинации в объеме или на стенках разрядной камеры. При достижении достаточно высокого значения электрического поля генерация новых электронов за счет ионизации превосходит их исчезновение в результате рекомбинации и их количество начинает экспоненци-

А.В. Гуревич, К.П. Зыбин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация  
Тел. (095) 132-61-71  
E-mail: alex@lpi.ru; zybin@lpi.ru

Статья поступила 26 января 2001 г., после доработки 26 июня 2001 г.

ально возрастать. Это явление называется электрическим пробоем вещества. Характерные энергии электронов, осуществляющих ионизацию, составляют 10–20 эВ, рекомбинация происходит, в основном, при низких энергиях. Поэтому средняя энергия электронов  $\bar{\varepsilon}$ , при которой возникает пробой, обычно не превосходит нескольких электронвольт. Например, в воздухе  $\bar{\varepsilon} \sim 2$  эВ.

Пробой на убегающих электронах имеет существенно иную природу. В его основе лежат особенности взаимодействия быстрых частиц с веществом. Сила торможения энергичной частицы в веществе  $F$  определяется ионизационными потерями [9]. Из рисунка 1 видно, что сила  $F$  падает с ростом энергии электрона  $\varepsilon$ . Это вызвано тем, что быстрый электрон взаимодействует с электронами и ядрами нейтрального вещества как со свободными частицами, т.е. по закону Кулона. А сечение кулоновского рассеяния — сечение Резерфорда  $\sigma \sim 1/\varepsilon^2$ . Поэтому в нерелятивистской области сила торможения  $F \sim \varepsilon \sigma N_m \sim 1/\varepsilon$ , т.е. пропорциональна плотности молекул  $N_m$  и обратно пропорциональна энергии электронов. За счет релятивистских эффектов падение силы ионизационного торможения ослабевает. При  $\varepsilon \geq 1$  МэВ она достигает минимума  $F_{\min}$ , а затем начинает логарифмически медленно нарастать (см. рис. 1).

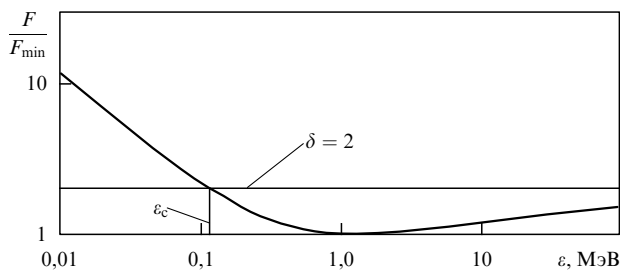


Рис. 1. Зависимость силы торможения  $F$  от энергии электрона  $\varepsilon$ . Сила  $F$  нормирована на  $F_{\min}$ , параметр  $\delta = E/E_c$ .

С уменьшением силы трения связана возможность появления убегающих электронов в веществе, помещенном в электрическое поле. Действительно, если в среде имеется постоянное поле  $E$ , такое, что  $E > E_c = F_{\min}/e$ , то электрон, имеющий достаточно высокую энергию  $\varepsilon > \varepsilon_c$ , где критическая энергия убегания

$$\varepsilon_c \approx \frac{E_c}{2E} mc^2,$$

будет непрерывно ускоряться полем (см. рис. 1). Такие электроны и называются убегающими. Их изучению в плазме как теоретическому, так и экспериментальному (например, в тороидальных установках УТС) посвящено много исследований [10–12].

Пробой на убегающих электронах связан с генерацией вторичных электронов, появляющихся вследствие ионизации быстрыми убегающими частицами нейтральных молекул. Хотя основная масса вторичных электронов имеет малые энергии, могут родиться и электроны с достаточно большой энергией  $\varepsilon > \varepsilon_c$ . Такие электроны тоже станут убегающими, т.е. будут ускоряться полем (см. рис. 1) и в свою очередь могут при ионизации генерировать частицы с  $\varepsilon > \varepsilon_c$ . В результате появляется экспоненциально нарастающая лавина убегающих электронов. Вместе с ними генерируется и

большое количество медленных электронов, что в конечном счете и приводит к электрическому пробоем вещества. Важно, что пробой на убегающих электронах происходит в относительно слабом поле  $E \geq E_c$ , которое на порядок меньше порогового поля обычного пробоя  $E_{th}$ . Например, в воздухе при атмосферном давлении  $E_{th} \simeq 23$  кВ см<sup>-1</sup>,  $E_c \simeq 2,16$  кВ см<sup>-1</sup>.

Однако для осуществления пробоя на убегающих электронах выполнения только одного условия  $E > E_c$  недостаточно. Необходимо наличие затравочных быстрых электронов с энергией, превосходящей критическую энергию убегания  $\varepsilon > \varepsilon_c \geq (0,1 - 1)$  МэВ). Еще более важно, что пространственный размер постоянного электрического поля в веществе  $L$  должен существенно превосходить характерную длину экспоненциального нарастания лавины убегающих электронов  $l_a$ :  $L \gg l_a$ . Последняя величина в газовых средах оказывается весьма значительной, что, в основном, и затрудняет реальное осуществление в лабораторных условиях рассматриваемого эффекта. Например, в воздухе при атмосферном давлении  $l_a \sim 50$  м.

Вместе с тем в грозовой атмосфере ситуация существенно иная. Характерные размеры облаков  $L$  здесь всегда много больше  $l_a$ . Быстрые затравочные электроны также всегда есть — они эффективно генерируются космическими лучами (плотность потока вторичных электронов космических лучей с энергией  $E \geq 1$  МэВ порядка  $10^3$  частиц (м<sup>2</sup> с<sup>-1</sup>)). Поэтому осуществление пробоя на убегающих электронах в грозовых облаках оказывается вполне возможным при достижении электрическим полем значения  $E_c$ . И такие поля, как показывают измерения, действительно наблюдаются. Именно пробой на убегающих электронах, по-видимому, играет определяющую роль в обнаруженных в последнее время таких замечательных явлениях, как гигантские высотные разряды между грозовыми облаками и ионосферой ("Спрайт"), мощные всплески  $\gamma$ -излучения, вспышки рентгеновского излучения и др.

Нельзя не обратить внимание на особую сторону физического существа этих процессов. Атмосфера является весьма плотной средой, поэтому длины свободного пробега как нейтральных молекул, так и тепловых электронов и ионов составляют в ней лишь тысячные доли миллиметра, время жизни свободных электронов — десятки наносекунд. Несмотря на это, в относительно слабом электрическом поле возникают гигантские *макроскопические* (километровые и даже многокилометровые) процессы, определяемые чисто *кинетическими* эффектами. Поистине удивительное физическое явление!

Изложению современного состояния теории пробоя на убегающих электронах и его проявлений в грозовой атмосфере и посвящен настоящий обзор. Во втором разделе кратко изложена простая физическая теория пробоя на убегающих электронах. Полная кинетическая теория подробно изложена в третьем разделе. Здесь сформулировано кинетическое уравнение и выведены выражения для всех интегралов соударений, включая ионизационный интеграл, интеграл генерации излучения и электрон-позитронных пар. В четвертом разделе представлены результаты численного и аналитического решения кинетического уравнения. Получены различные асимптотики функции распределения. Определены параметр экспоненциального нарастания и характерный

пространственный размер лавины быстрых электронов. В пятом разделе проанализированы условия возникновения пробоя на убегающих электронах в грозовой атмосфере. В шестом разделе кратко изложены данные наблюдений гигантских высотных разрядов ("Спрайт"), которые сравниваются с результатами теоретического моделирования. В седьмом разделе результаты теории сопоставлены с новыми данными наблюдений грозовых разрядов, полученными в грозовых облаках на самолетах и шарах-зондах. В восьмом разделе подчеркивается принципиальная роль космических лучей в генерации пробоя на убегающих электронах. Здесь описаны результаты экспериментов, проведенных в период гроз на специальных стендах в высокогорных районах. В девятом разделе изложены результаты моделирования пробоя на убегающих электронах в лабораторных условиях с использованием явления циклотронного резонанса. В заключении кратко обсуждена возможность осуществления эффекта в плотных средах. Реализация подобного проекта имела бы весьма интересные перспективы для различных приложений.

## 2. Пробой на убегающих электронах (элементарная теория)

Пробой на убегающих электронах был впервые теоретически предсказан в работе А.В. Гуревича, Г.М. Милиха и Р.А. Рассела-Дюпре (1992 г.). В основе этого явления лежат особенности взаимодействия быстрых частиц с веществом. Сила торможения энергичной частицы в веществе  $F$  определяется ионизационными потерями, описываемыми известными формулами Бете [9], и имеет вид, представленный на рис. 1. В наиболее интересной для нас нерелятивистской области  $F$  дается простой формулой [13]:

$$F = \frac{2\pi e^4 Z N_m}{\varepsilon} \ln \frac{\varepsilon}{J_z}. \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon$  — энергия частицы,  $N_m$  — плотность молекул,  $Z$  — среднее число электронов в молекуле,  $J_z$  — энергия порядка  $Z\varepsilon_i$ , где  $\varepsilon_i$  — энергия ионизации. Из (1) видно, что сила  $F$  падает с ростом энергии электрона. Это связано с особенностями кулоновского взаимодействия (см. рис. 1). За счет релятивистских эффектов падение силы торможения ослабевает, а при  $\varepsilon = 1,4$  МэВ сила достигает минимального значения

$$F_{\min} = \frac{4\pi e^4 Z N_m}{mc^2} a, \quad a \approx 11. \quad (2)$$

В дальнейшем она медленно (логарифмически) возрастает с увеличением  $\varepsilon$ .

В области уменьшения силы трения могут генерироваться убегающие электроны. Если в среде имеется постоянное поле напряженностью

$$E > E_c = \frac{F_{\min}}{e} = \frac{4\pi e^3 Z N_m}{mc^2} a, \quad (3)$$

то электрон с достаточно высокой энергией  $\varepsilon > \varepsilon_c$ , где

$$\varepsilon_c \approx \frac{E_c}{2E} mc^2, \quad (4)$$

будет непрерывно ускоряться этим полем (см. рис. 1). На возможность убегания быстрых электронов в атмо-

сфере под влиянием грозовых полей впервые указал Вильсон [14].

Генерация вторичных электронов, появляющихся вследствие ионизации быстрыми частицами нейтральных молекул, как указано во введении, может приводить к возникновению экспоненциально нарастающей лавины убегающих электронов.

Отметим, что в очень сильном поле, соответствующем максимуму силы торможения в нейтральном газе  $F_{\max} \approx eE_{cn}$  [10],

$$E \geq E_{cn} = \frac{4\pi e^3 Z N_m}{2,72 \tilde{\varepsilon}}; \quad \tilde{\varepsilon} \approx J_z = Z\varepsilon_i,$$

все электроны плазмы быстро переходят в режим ускорения. Высокие поля, близкие к  $E_{cn}$ , используются в сильноточной электронике [2, 15]. Критическое же поле для рассматриваемого здесь пробоя на убегающих электронах соответствует минимальному значению силы торможения (2). Отношение напряженностей критических полей

$$\frac{E_{cn}}{E_c} = \frac{F_{\max}}{F_{\min}} \approx \frac{mc^2}{2,72a\tilde{\varepsilon}} \approx 200.$$

Таким образом, пробой на убегающих электронах происходит в относительно слабом поле, которое гораздо меньше не только поля  $E_{cn}$ , но и порогового поля обычного пробоя  $E_{th}$ .

Теория пробоя на убегающих электронах разработана как в элементарном гидродинамическом приближении [1, 16], так и в рамках последовательной кинетической теории [17–24].

Остановимся вначале на простой элементарной теории. Основную роль здесь играют электроны с энергией  $\varepsilon$ , близкой к  $\varepsilon_c$  (4). Действительно, движение электрона в направлении постоянного электрического поля  $E$  описывается уравнением

$$m \frac{dv}{dt} = eE\mu - F(\varepsilon), \quad (5)$$

где  $F(\varepsilon)$  — сила торможения электрона (1), а  $\mu$  — косинус угла между направлением скорости электрона  $v$  и направлением напряженности электрического поля  $E$ . Рассматривая для простоты движение вдоль поля ( $\mu = 1$ ), из (5) получаем

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = e\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} \left( E - \frac{F(\varepsilon)}{e} \right). \quad (6)$$

Из (6), (1)–(4) следует, что для электронов с энергией  $\varepsilon > \varepsilon_c$  напряженность поля  $E > F(\varepsilon)/e$  и они ускоряются, т.е. становятся убегающими. При  $\varepsilon < \varepsilon_c$ , напротив,  $E < F(\varepsilon)/e$  и такие электроны быстро затормаживаются.

Учтем теперь, что быстрые электроны в веществе теряют энергию, в основном, вследствие ионизации молекул [9]. При ионизации образуется новый электрон с энергией  $\varepsilon_1$ . Число электронов с энергией, превосходящей  $\varepsilon_1$ , создаваемых на единице длины  $ds$  в результате ионизации молекул быстрой частицей с энергией  $\varepsilon \gg \varepsilon_1$ , определяется формулой [13]

$$\frac{dN(\varepsilon_1)}{ds} = \frac{\pi Z N_m e^4}{mc^2 \varepsilon_1}. \quad (7)$$

При  $\varepsilon_1 \geq \varepsilon_c$  все вновь рожденные электроны становятся убегающими. Тогда из (4), (7) определяется характерная

длина генерации убегающих электронов:

$$l_a = \left( \frac{dN}{ds} \right)_{\varepsilon_1 = \varepsilon_c}^{-1} = \frac{(mc^2)^2 E_c}{2\pi Z N_m e^4 E}.$$

Полный рост количества убегающих электронов описывается при этом выражением

$$\frac{dN}{ds} = \frac{1}{l_a} N_f, \quad (8)$$

где  $N_f$  — число быстрых электронов с энергией  $\varepsilon > \varepsilon_c$ . Теперь учтем, что быстрые электроны  $N_f$  — это те же убегающие электроны, но дополнительно ускоренные электрическим полем. Введем характерную длину ускорения  $s_0$ , на которой электрон набирает энергию  $\varepsilon_c$ . Тогда если энергия вновь рожденного электрона была  $\varepsilon_c$ , то на расстоянии  $s_0$  он имеет уже энергию  $2\varepsilon_c$  и, следовательно, может породить электрон с энергией  $\varepsilon_c$ , а сам остаться убегающим ( $\varepsilon \geq \varepsilon_c$ ). Иначе говоря, в уравнении (8)  $N_f = N(s - s_0)$ , так что его можно переписать в виде

$$\frac{dN}{ds} = \frac{N(s - s_0)}{l_a}.$$

Решение этого уравнения

$$N = N_0 \exp \frac{s}{l_1},$$

где параметр  $l_1$  определен соотношением

$$\frac{l_1}{l_a} \exp \left( -\frac{s_0}{l_1} \right) = 1.$$

Отсюда, предполагая, что  $s_0/l_1 \ll 1$  (это условие обычно хорошо выполнено [1]), получаем

$$N = N_0 \exp \frac{s}{l_1}, \quad l_1 = l_a \left( 1 + \frac{s_0}{l_1} \right) \simeq l_a.$$

Таким образом, в рассматриваемых условиях убегающие электроны образуют лавину, экспоненциально нарастающую на характерной длине  $l_a$ . В частности, для воздуха

$$l_a = \frac{(mc^2)^2 E_c}{2\pi N_m Z e^4 E} \simeq 50 \text{ м} \times \frac{E_c}{E} \left( \frac{N_m}{2,7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Вместе с убегающими электронами экспоненциально нарастает и число медленных, тепловых, электронов. Их количество, разумеется, много больше, чем число убегающих электронов. Это приводит к быстрому росту электропроводности среды, т.е. к электрическому пробое. Подчеркнем, что, как видно из (9), в атмосфере вблизи поверхности Земли характерная длина нарастания лавины при пробое на убегающих электронах составляет несколько десятков метров. С высотой она еще более увеличивается (вследствие падения плотности  $N_m$ ).

### 3. Кинетическое уравнение для быстрых электронов в веществе

#### 3.1. Кинетическое уравнение

Представленная выше элементарная теория пробоя на убегающих электронах носит чрезвычайно упрощенный

характер. В ней рассматривалось лишь торможение одного электрона, не учитывались ни рассеяние быстрых электронов на электронах и ядрах молекул, ни потери на генерацию излучения, ни функция распределения быстрых электронов по энергиям и моментам.

Более того, излученные быстрыми электронами рентгеновские и  $\gamma$ -кванты сами способны ионизовать молекулы, а также порождать электрон-позитронные пары при взаимодействии с ядрами молекул. Таким образом, в постоянном электрическом поле возникает целый комплекс связанных процессов, индуцированных релятивистскими убегающими электронами и генерируемым ими излучением. Разумеется, их полное описание может быть дано лишь в рамках последовательной кинетической теории, причем одновременно должны рассматриваться кинетические уравнения для электронов, фотонов и позитронов.

Однако для теории интересующего нас явления — пробоя на убегающих электронах (ПУЭ) эта общая система уравнений может быть существенно упрощена. Дело в том, что ПУЭ определяется ионизационными процессами. Вместе с тем излучение фотонов и, соответственно, фотоионизация параметрически слабее, чем ионизация прямым электронным ударом, — малым параметром является постоянная тонкой структуры  $\alpha$  [25]:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}. \quad (10)$$

То же относится и к процессу генерации электрон-позитронных пар [25]. Не менее важными оказываются и особенности поведения функции распределения электронов. Как будет показано в дальнейшем, функция распределения при ПУЭ в нерелятивистской области очень быстро нарастает с уменьшением энергии электронов  $\varepsilon$ . Благодаря этому подавляющий вклад в генерацию убегающих электронов вносит область энергий, близких к критической энергии убегания  $\varepsilon \sim \varepsilon_c$  (4). В этой области существенна только ионизация прямым электронным ударом, так называемые ионизационные потери быстрых электронов в веществе.

Таким образом, основной вклад в пробой на убегающих электронах вносят ионизационные потери, и это означает, что рассматриваемый процесс может быть описан лишь одним уравнением для быстрых электронов в веществе:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{p} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + e\mathbf{E} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = S(f, F_m). \quad (11)$$

Здесь  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  — функция распределения электронов по координатам  $\mathbf{r}$  и импульсам  $\mathbf{p}$ ,  $E$  — напряженность электрического поля,  $S$  — интеграл соударений, зависящий от функции распределения электронов  $f$  и нейтральных молекул  $F_m$ .

#### 3.2. Интеграл соударений

Интеграл соударений быстрых электронов в веществе  $S(f, F_m)$  может быть представлен в форме

$$S(f, F_m) = St(f) + S_I(f) + S_1(f). \quad (12)$$

Здесь  $St(f)$  описывает потери энергии и рассеяние быстрых электронов вследствие соударений с молекулами,  $S_I(f)$  — ионизационный интеграл, описывающий

рождение новых электронов,  $S_1(f)$  описывает рождение электрон-позитронных пар.

Важно, что для рассматриваемого нами процесса — пробоя на убегающих электронах плотность высокоэнергичных электронов  $N_e$  гораздо меньше плотности нейтральных молекул  $N_m$ . Это означает, что интеграл соударений Больцмана может быть представлен в линейной форме:

$$S(f, F_m) = \iint d\mathbf{v}_1 d\Omega u [q_-(u, \theta) f(\mathbf{v}) F_m(\mathbf{v}_1) - q_+(u, \theta) f(\mathbf{v}') F_m(\mathbf{v}'_1)] \quad (13)$$

Здесь  $\mathbf{v}'$ ,  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{v}'_1$ ,  $\mathbf{v}_1$  — скорости электронов и молекул соответственно до и после соударения,  $u = |\mathbf{v} - \mathbf{v}_1|$ ,  $\theta$  — угол между  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}' - \mathbf{v}'_1$ ,  $q_{\pm}(\theta, u)$  — дифференциальное сечение соударений.

Кроме того, поскольку рассматривается кинетическое уравнение только для высокоэнергичных электронов с  $\varepsilon \gg \varepsilon_i$ , где  $\varepsilon_i$  — энергия ионизации, то малый параметр

$$\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon} \ll 1 \quad (14)$$

позволяет эффективно упростить интеграл соударений (13). Действительно, при условии (14) электроны в молекулах при соударениях с быстрыми электронами можно представить как свободные частицы [10]. Это означает, что процесс соударений энергичных электронов с молекулами можно рассматривать как столкновение с независимыми электронами и ионами, т.е.

$$F_m = F_e + F_i, \quad (15)$$

где  $F_i$  — функция распределения ионов и  $F_e$  — функция распределения электронов в молекулах. Тогда выражение для сечения  $q_{\pm}$  в интеграле соударений (13) в первом приближении по малому параметру (14) является кулоновским, описывающим столкновения энергичного электрона ( $f$ ) как с атомным электроном ( $F_e$ ), так и с ионом ( $F_i$ ). Кулоновское сечение имеет сингулярность при очень маленьких и очень больших углах рассеяния, что позволяет (это хорошо известно [26, 27]) с логарифмической точностью представить интеграл соударений в дифференциальной форме. Поэтому в рассматриваемых условиях интеграл соударений  $St$  принимает вид [10, 24]

$$St(f) = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} [p^2 (F_D + F_B) f(p, \mu)] + v(p) \frac{\partial}{\partial \mu} \left[ (1 - \mu^2) \frac{\partial f(p, \mu)}{\partial \mu} \right]. \quad (16)$$

Здесь  $p$  — модуль импульса электрона,  $\mu$  — косинус угла между направлением импульса  $\mathbf{p}$  и направлением электрического поля  $\mathbf{E}$ . Эффективная сила торможения  $F = F_D + F_B$  описывает потери энергии быстрого электрона вследствие ионизации молекул  $F_D$  (ионизационные потери) и генерации излучения  $F_B$  (тормозные потери):

$$F_D = \frac{4\pi e^4 N_m Z}{mc^2} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} A, \quad Z = \sum_i n_i Z_i, \quad (17)$$

$$F_B = 4\alpha \frac{e^4 N_m Z \xi}{mc^2} (\gamma - 1) \left( \ln 2\gamma - \frac{1}{3} \right), \quad \xi = \sum_i \frac{n_i Z_i^2}{Z}.$$

Здесь  $N_m$  — плотность молекул,  $Z$  — полное число электронов в молекуле ( $n_i$  — число атомов с зарядом  $Z_i$ , входящих в молекулу),  $\gamma$  — лоренц-фактор электрона,  $\varepsilon = mc^2(\gamma - 1)$  — его энергия,  $A \approx \ln(\varepsilon/J_z)$  — логарифм Бете,  $J_z = Ze_i$  (см. (1)).

Далее, эффективная частота рассеяния быстрого электрона  $\nu(p)$  определяется, в основном, его взаимодействием с ядрами атомов:

$$\nu(p) = F_D \frac{\xi}{4\gamma p}. \quad (18)$$

Отметим, что хотя сила  $F_B$  пропорциональна малому параметру  $\alpha$ , но, как видно из (17), она эффективно растет с  $\gamma$  и при высоких энергиях электрона может сделаться определяющей.

### 3.3. Ионизационный интеграл

Главную роль в пробое на быстрых электронах играют, естественно, ионизационные процессы. Вместе с тем число энергичных электронов в интеграле соударений (16), (17), как нетрудно видеть, сохраняется. Поэтому для изучения ионизационных эффектов нам необходимо провести вычисления с большей точностью, чем в интеграле Ландау. Ионизация является результатом соударений между энергичным и атомным электронами. Этот процесс полностью описывается болцмановским интегралом соударений (13), где согласно (15) мы должны заменить функцию распределения  $F_m$  на  $F_e$ :

$$S(f, F_e) = \iint d\mathbf{v}_1 d\Omega u [q_-(u, \theta) f(\mathbf{v}) F_e(\mathbf{v}_1) - q_+(u, \theta) f(\mathbf{v}') F_e(\mathbf{v}'_1)] \quad (19)$$

Как уже упоминалось выше, мы не должны учитывать соударений между быстрыми частицами ( $\propto ff$ ), так как их число  $N_e$  мало по сравнению с  $N_m$ . Атомные же электроны не соударяются вообще.

Полное кулоновское сечение  $q(u, \theta)$  в (19) состоит из трех членов [28]:

$$q(u, \theta) = q^{(1)} - q^{(2)} + q^{(3)}, \quad (20)$$

которые определены следующими соотношениями:

$$q^{(1)} = \left( \frac{e^2}{mu^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)},$$

$$q^{(2)} = \left( \frac{e^2}{mu^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^2(\theta/2) \cos^2(\theta/2)}, \quad (21)$$

$$q^{(3)} = \left( \frac{e^2}{mu^2} \right)^2 \frac{1}{\cos^4(\theta/2)}.$$

Здесь  $e$  и  $m$  — заряд электрона и его масса,  $\theta$  — угол рассеяния. Эти члены формально появляются при квантовомеханическом рассмотрении из-за тождественности частиц, но они имеют разный физический смысл. Первый член  $q^{(1)}$  — резерфордское сечение описывает рассеяние падающего высокоэнергичного электрона, второй — обменный процесс, в котором падающий высокоэнергичный электрон становится низкоэнергичным атомным электроном, а атомный электрон — высокоэнергичным. Третий член описывает приход вновь рожденных электронов. Именно этот третий член в  $q_+$  ответствен за увеличение числа быстрых электронов за счет иониза-

пии. Подчеркнем, что соответствующий член ухода отсутствует. Действительно, такой процесс соответствовал бы соударению двух высокоэнергичных электронов, в результате которого возникал низкоэнергичный электрон. Но в процессах прихода этот член пропорционален  $F_m f$ , а в процессах ухода он пропорционален  $f^2$  и, так как  $N_e \ll N_m$ , мы можем опустить его, рассматривая линейные по  $f$  члены.

Таким образом, член прихода  $q_+$  и член ухода  $q_-$  можно представить в форме

$$q_+(u, \theta) = q^{(1)} - q^{(2)} + q^{(3)}, \quad q_-(u, \theta) = q^{(1)} - q^{(2)}. \quad (22)$$

Закон сохранения частиц в больцмановском интеграле соударений выполняется, если  $q_- = q_+$ . Мы видим, что в нашем случае это условие не выполнено, именно, третий член в (20), (21) не сбалансирован, он и описывает увеличение числа энергичных электронов.

Сингулярный характер кулоновского сечения рассеяния приводит к появлению сильных сингулярностей в кинетическом уравнении (19). Для их корректного устранения требуется специальный анализ. Сделаем это подробно в следующем разделе для наиболее простого случая нерелятивистской сферически-симметричной функции распределения. Общий анализ "упругой части" больцмановского интеграла соударений проведен в [23], а соответствующий вид полного ионизационного интеграла дается далее без вывода.

**3.4. Сферически-симметричная функция распределения**  
Рассмотрим для простоты сферически-симметричную функцию распределения быстрых электронов ( $f(\mathbf{v}) = f(v)$ ). Учитывая, что атомные электроны малоэнергичные, в первом порядке по параметру (14) представим их функцию распределения в виде дельта-функции:

$$F_e = N_m Z \delta(\mathbf{v}_1). \quad (23)$$

Здесь  $Z$  — суммарный электрический заряд атомных ядер в молекулах (см. (17)) и, следовательно,  $N_e = Z N_m$ . Теперь, проинтегрировав член ухода в (19) по  $d\mathbf{v}_1$ , получим

$$S^- = \frac{8\pi Q}{v^3} f(v) \int \left( \frac{1}{\sin^3 \beta} - \frac{1}{\sin \beta \cos^2 \beta} \right) \cos \beta \, d\beta, \quad (24)$$

где для компактности введено обозначение

$$Q = N_m Z \left( \frac{e^2}{m} \right)^2.$$

Член (24) имеет сингулярность при  $\beta \rightarrow 0$ .

Для обрезания сингулярности проанализируем член прихода. Поскольку согласно (23)  $F_e \propto \delta(\mathbf{v}'_1)$ , его можно переписать в следующей форме:

$$S^+ = N_m Z \iint d\mathbf{v}_1 \, d\Omega \, u q_+(u, \theta) f(\mathbf{v}') \delta(\mathbf{v}' - \mathbf{v} - \mathbf{v}_1). \quad (25)$$

Законы сохранения в нерелятивистском случае имеют вид (при  $\mathbf{v}'_1 = 0$ )

$$\begin{aligned} \mathbf{v}' - \mathbf{v} - \mathbf{v}_1 &= 0, \\ v_1^2 + v^2 - v'^2 &= 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Из законов сохранения (26) следует, что векторы  $\mathbf{v}'$ ,  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{v}_1$  образуют прямоугольный треугольник. С учетом этого

член прихода после интегрирования дельта-функции в уравнении (25) по  $d\mathbf{v}_1$  записывается как

$$\begin{aligned} S^+ &= \int d\Omega \, q_+ \left( \sqrt{v^2 + (\mathbf{v} - \mathbf{v}')^2}, \theta \right) \sqrt{v^2 + (\mathbf{v} - \mathbf{v}')^2} \times \\ &\times f(v^2 + (\mathbf{v} - \mathbf{v}')^2). \end{aligned} \quad (27)$$

Используя элементарные геометрические построения, легко преобразовать интеграл (27) к виду

$$S^+ = 8\pi Q \int \sin \beta \, q_+ \left( \frac{v}{\cos \beta}, 2\beta \right) v f \left( \frac{v}{\cos \beta} \right) d\beta. \quad (28)$$

Учитывая (21), находим, что член прихода также имеет сингулярность при  $\beta \rightarrow 0$ . Принимая, далее, во внимание нормировку функции распределения

$$4\pi \int f \left( \frac{v}{\cos \beta} \right) \left( \frac{v}{\cos \beta} \right)^2 d \left( \frac{v}{\cos \beta} \right) = N_e,$$

представим интеграл соударений Больцмана в следующей форме:

$$\begin{aligned} S &= S^+ - S^-, \\ S &= \frac{8\pi Q}{v^3} \int \frac{\cos \beta \, d\beta}{\sin^3 \beta} \left[ \left( 1 + \frac{\sin^4 \beta}{\cos^4 \beta} - \frac{\sin^2 \beta}{\cos^2 \beta} \right) f \left( \frac{v}{\cos \beta} \right) - \right. \\ &\left. - \left( 1 - \frac{\sin^2 \beta}{\cos^2 \beta} \right) f(v) \right]. \end{aligned} \quad (29)$$

Таким образом, мы видим, что сильные особенности, имевшиеся в исходном уравнении (24), сократились. Осталась только логарифмическая сингулярность, которая обычно и появляется в интеграле соударений Ландау.

Удобно преобразовать полученный интеграл к новой форме. Для этого введем переменную  $W$  вместо  $\beta$ :

$$\frac{\varepsilon}{W} = \cos^2 \beta. \quad (30)$$

Здесь  $\varepsilon$  — кинетическая энергия быстрого электрона,  $W$  — его энергия до соударения. В новых переменных (30) интеграл соударений Больцмана (29)  $S = S^+ - S^-$  примет вид

$$\begin{aligned} S^+ &= \frac{4\pi Q}{\sqrt{m\varepsilon}} \int_{\varepsilon}^{\infty} \left\{ \left[ \frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{1}{(W - \varepsilon)^2} - \frac{1}{\varepsilon(W - \varepsilon)} \right] F(W) \right\} dW, \\ S^- &= \frac{4\pi Q}{\sqrt{m\varepsilon}} \int_{\varepsilon}^{\infty} \left\{ \left[ \frac{1}{(W - \varepsilon)^2} - \frac{1}{\varepsilon(W - \varepsilon)} \right] F(\varepsilon) \right\} dW. \end{aligned} \quad (31)$$

Член прихода  $S^+$  аналогичен хорошо известной формуле Меллера, которая описывает как ионизацию (первый член), так и рассеяние электронов [29].

Выделяя ионизационный член, получаем

$$\begin{aligned} S &= S_t + S_I, \\ S_t &= \frac{4\pi Q}{\sqrt{m\varepsilon}} \int_{\varepsilon}^{\infty} \left[ \frac{1}{(W - \varepsilon)^2} - \frac{1}{\varepsilon(W - \varepsilon)} \right] [F(W) - F(\varepsilon)] dW, \\ S_I &= \frac{4\pi Q}{m^{1/2} \varepsilon^{5/2}} \int_{\varepsilon}^{\infty} F(W) dW. \end{aligned} \quad (32)$$

После интегрирования по частям интеграл рассеяния  $St$  можно переписать в следующем виде:

$$St = \frac{4\pi Q}{\sqrt{m\varepsilon}} \tilde{A} \frac{dF}{d\varepsilon} + \frac{4\pi Q}{\sqrt{m\varepsilon}} \int_{\varepsilon}^{\infty} \left\{ \frac{W}{\varepsilon} \left[ \ln \left( \frac{W}{\varepsilon} - 1 \right) - 1 \right] + 1 \right\} \frac{d^2 F}{dW^2} dW. \quad (33)$$

Здесь  $\tilde{A}$  — кулоновский логарифм. Первый член справа в (33) — сила трения энергичного электрона в газе. Интегральный член в (33) не расходится и имеет под интегралом медленную логарифмическую функцию. Как обычно, пренебрежем этим медленным изменением при интегрировании (33), полагая  $\ln(\dots) \approx \text{const}$ . Это интегрирование означает перенормировку логарифма. Подставив перенормированный логарифм  $A$  вместо  $\tilde{A}$  в (33), мы получим окончательно интеграл соударений Больцмана для сферически-симметричной функции в виде

$$S = \frac{4\pi Q}{\sqrt{m\varepsilon}} A \frac{dF}{d\varepsilon} + \frac{4\pi Q}{m^{1/2}\varepsilon^{5/2}} \int_{\varepsilon}^{\infty} F(W) dW. \quad (34)$$

Здесь первый член справа полностью учитывает потери энергии быстрых электронов, второй — увеличение их числа за счет ионизации. Видно, что первый член, пропорциональный кулоновскому логарифму  $A$ , является основным. Второй член (ионизационный) составляет нелогарифмическую поправку к интегралу Ландау.

### 3.5. Общий вид ионизационного интеграла

Теперь приведем общий вид релятивистского ионизационного интеграла [23]:

$$S_I = N_m v \frac{2\pi Z e^4}{m c^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{\gamma'^2}{\gamma^2 - 1} \left[ \frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{1}{(W + m c^2)^2} \right] \times \quad (35)$$

$$\times \int \frac{d\phi}{2\pi} \int F(W, \mu', \phi) \delta(\mu_1 - \mu_0) d\mu_1 dW,$$

$$\mu' = \frac{\mu \mu_1 \pm (1 - \mu_1^2)^{1/2} \sin \phi \sqrt{\mu_1^2 - \mu^2 + (1 - \mu_1^2) \sin^2 \phi}}{\mu_1^2 + (1 - \mu_1^2) \sin^2 \phi},$$

$$\mu_0 = \left[ \frac{\varepsilon(W + 2m c^2)}{W(\varepsilon + 2m c^2)} \right]^{1/2}; \quad \gamma' = 1 + \frac{W}{m c^2}.$$

Здесь  $\mu$  — косинус полярного угла, а  $\phi$  — азимутальный угол между направлением импульса электрона до соударений  $\mathbf{p}'$  и направлением электрического поля  $\mathbf{E}$ , член  $\delta(\mu_1 - \mu_0)$  выражает закон сохранения импульса,  $\varepsilon = m c^2(\gamma - 1)$  — кинетическая энергия электрона. В нерелятивистском пределе интеграл (35) существенно упрощается:

$$S_I = \frac{Q}{2\varepsilon^{5/2}} \int_{\varepsilon}^{\infty} dw \times \int_0^{2\pi} f \left( w, \mu \sqrt{\frac{\varepsilon}{w}} + \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon}{w}} \cos \phi \right) \frac{d\phi}{2\pi}. \quad (36)$$

Отметим, что при интегрировании выражения (36) по углу  $d\phi$  удобно воспользоваться разложением функции распределения быстрых электронов  $f(\mathbf{v})$  ( $v = |\mathbf{v}| = \sqrt{2\varepsilon/m}$ ) по полиномам Лежандра:

$$f(v, \mu) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(v) P_j(\mu). \quad (37)$$

Используя теорему сложения для полиномов Лежандра, после интегрирования по  $d\phi$  получим

$$S_I = \frac{Q}{v^3} \sum_{j=0}^{\infty} \int_0^1 f_j \left( \frac{v}{\tau} \right) P_j(\tau) \frac{d\tau}{\tau^3} P_j(\mu). \quad (38)$$

Иначе говоря, ионизационный интеграл может быть разложен по полиномам Лежандра на независимые компоненты  $S_{Ij}$ .

## 4. Пробой на убегающих электронах (кинетическая теория)

### 4.1. Постановка задачи

В кинетической теории задача о пробое на убегающих электронах ставится следующим образом. Рассматриваются быстрые электроны в веществе, описываемые кинетическим уравнением (11). Электрическое поле  $E$ , плотность нейтралов  $N_m$  и их заряд  $Z$  в наиболее простой постановке можно предполагать постоянными. В этом случае берется однородное, не зависящее от пространственных координат решение уравнения (11), т.е. кинетическое уравнение (11) решается лишь в пространстве импульсов  $\mathbf{p}$  или же энергий  $\varepsilon$  и моментов  $\mu$ . Ниже, за исключением двух последних разделов, рассматривается именно такая постановка задачи.

Граничное условие при больших энергиях ( $\gamma \rightarrow \infty$ ) очевидно:  $f = 0$ . В области относительно низких, нерелятивистских энергий  $\varepsilon \ll \varepsilon_c$  естественным условием является свободный сток частиц в область малых энергий. Именно такое условие выделяет пробой на убегающих электронах, для которого процессы в области низких энергий  $\varepsilon \leq \varepsilon_i$  несущественны.

В силу линейности кинетического уравнения его решение в однородной среде при указанных граничных условиях может асимптотически носить во времени лишь экспоненциальный характер:

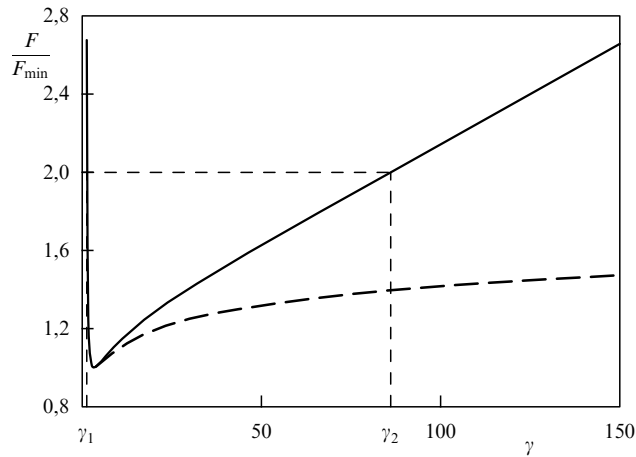
$$f \propto \exp(\lambda t). \quad (39)$$

Пробой на убегающих электронах реализуется при этом только в случае, когда собственные значения  $\lambda > 0$ . Доказательство существования решения с положительными значениями  $\lambda$  и определение величины этого параметра или же времени экспоненциального нарастания числа убегающих электронов  $\tau = 1/\lambda$  (и характерной длины нарастания лавины  $l_a = c/\lambda$ ), а также других параметров являются основными задачами теории пробоя.

Важная особенность пробоя на убегающих электронах — необходимость существования затравочных высокоэнергичных частиц. На кинетическом языке это означает, что как сама возможность осуществления пробоя, так и его параметры могут зависеть от вида начальной функции распределения электронов. Исследование этой особенности ПУЭ — одна из главных задач кинетической теории.

### 4.2. Структура функции распределения

Изменение силы трения быстрого электрона  $F = F_D + F_B$  с учетом потерь энергии на ионизацию и тормозное излучение показано на рис. 2. Видно, что, как и в элементарной теории, в постоянном электрическом



**Рис. 2.** Сила трения  $F$ , нормированная на  $F_{\min}$ , как функция энергии релятивистского электрона  $\gamma = \varepsilon/mc^2 + 1$ . Штриховая линия — с учетом только ионизационных потерь.  $\gamma_1, \gamma_2$  — границы области убегания (40).

поле при  $E > E_c$  (3) возможно убегание электронов. При этом при малых энергиях ( $\varepsilon < mc^2$ ) граница области убегания по-прежнему определена ионизационными потерями (1) ( $F = F_D$ ), а при больших энергиях электрона — тормозными потерями (17) ( $F = F_B$ ), причем ионизационные потери здесь существенно слабее. Таким образом, именно тормозные потери, не учитывавшиеся в элементарной теории, фактически определяют размер области убегания  $\Delta\varepsilon_r$ :

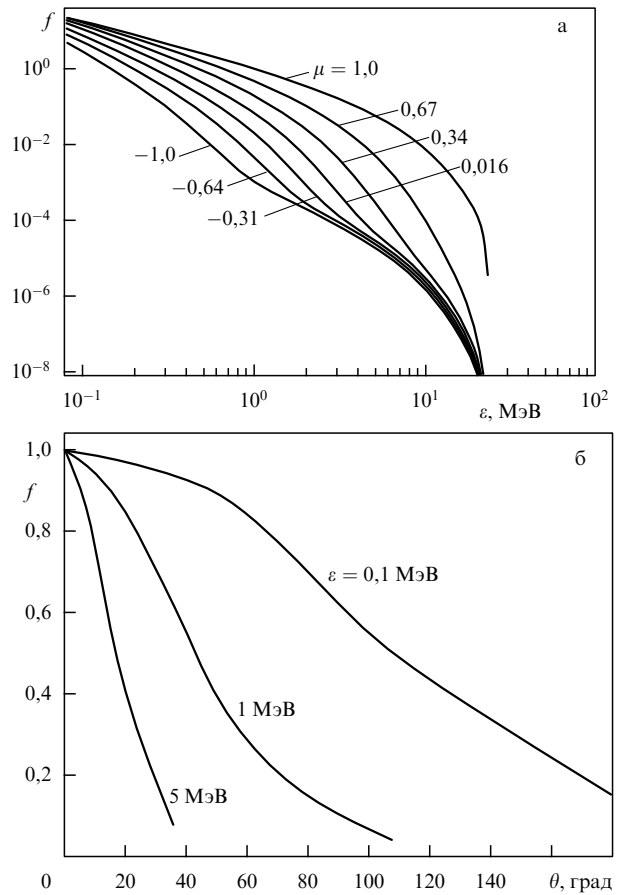
$$\Delta\varepsilon_r = \varepsilon_{c2} - \varepsilon_c \approx mc^2 \frac{\pi a}{\alpha Z \ln(2\gamma)} \frac{E}{E_c}. \quad (40)$$

Видно, что наивысшая энергия убегающих электронов  $\varepsilon_{c2}$  растет с увеличением  $E/E_c$  приблизительно линейно, так как  $\varepsilon_{c2} \gg \varepsilon_c$ . Например, для воздуха при  $E/E_c = 5$  она достигает значения 430 МэВ, при  $E/E_c = 10$  — значения 850 МэВ.

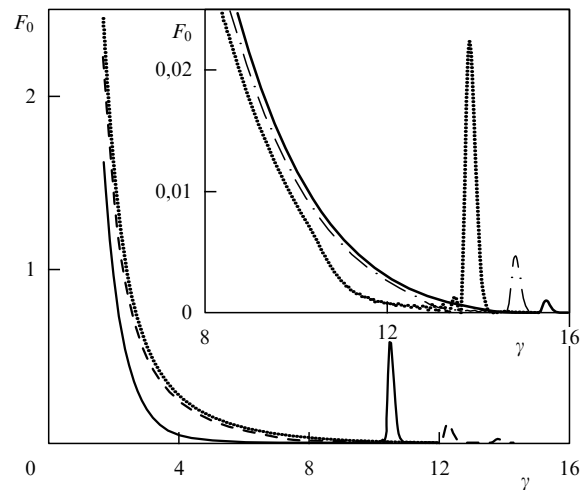
В теории убегающих электронов в полностью ионизованной плазме основным резервуаром, из которого происходит переход электронов в область убегания, является большой массив тепловой плазмы [10]. В теории пробоя на убегающих электронах такого массива нет. Электроны здесь генерируются сами благодаря ионизационным процессам. Поэтому определяющее влияние как на саму возможность осуществления пробоя, так и на структуру функции распределения оказывает ионизационный интеграл (35).

Численные решения кинетического уравнения (11) получены в работах [17–24]. Выделяется область невысоких энергий  $\gamma \leq Z/2$ , где важную роль играет рассеяние на ядрах атомов, описываемое в (16) членом, пропорциональным частоте рассеяния  $\nu(p)$ . В этой области функция распределения двумерна в пространстве энергии  $\gamma$  и момента  $\mu$ . В области больших значений  $\gamma > Z/2$  рассеяние на ядрах становится несущественным, так как частота рассеяния  $\nu(p)$  спадает как  $1/\gamma$  (18). В этой области разброс по  $\mu$  невелик, поэтому высокоэнергичные электроны здесь фактически движутся вдоль поля ( $\mu \simeq 1$ ) [24].

Результаты численного решения кинетического уравнения представлены для примера на рис. 3, 4. Из рисунка 3 видно, что при малых энергиях разброс функции



**Рис. 3.** Зависимость функции распределения  $f$  для  $E/E_c = 2$  от энергии электрона  $\varepsilon$  при различных значениях момента  $\mu$  (а) и от угла  $\theta = \arccos \mu$  при различных значениях энергии  $\varepsilon$  (б).



**Рис. 4.** Предэкспоненциальная функция  $F_0$  при  $E/E_c = 1,21$  и  $\gamma_0 = 10$  в различные моменты времени  $t$ : сплошная тонкая линия —  $t = 5,6$ , штриховая —  $t = 28$ , пунктирная —  $t = 84$ , штрихпунктирная —  $t = 84$ , сплошная полужирная —  $t = 112$  (время  $t$  нормировано на  $t_0$  (45)).

распределения по углам значителен. Так, при  $\varepsilon = 0,1$  МэВ от направления вдоль электрического поля  $\theta = 0$  ( $\mu = 1$ ) до угла  $\theta = 50^\circ$  ( $\mu = 0,672$ ) функция спадает на 10%, до угла  $\theta = 90^\circ$  ( $\mu = 0$ ) она уменьшается в 1,6 раза. Лишь в



противоположном направлении ( $\mu = -1$ ) уменьшение  $f$  уже велико — в 5,3 раза. С увеличением энергии направленность значительно возрастает: при  $\varepsilon = 1$  МэВ от направления  $\theta = 0$  до угла  $\theta = 50^\circ$  функция распределения уменьшается теперь в 2,5 раза, а до перпендикулярного направления ( $\theta = 90^\circ$ ) — уже в 9 раз. При энергии 5 МэВ направленность уже очень высокая. Таким образом, в полном соответствии с выводами проведенного выше качественного анализа численное решение демонстрирует сильную направленность функции распределения вдоль электрического поля в области высоких энергий электронов. По величине она экспоненциально спадает с ростом  $\gamma$ , обращаясь всегда в нуль вблизи границы убегания при больших энергиях  $\varepsilon_2$ , т.е. второй точки пересечения  $eE$  с  $F$  (см. рис. 2). В области же малых энергий функция распределения эффективно растет с уменьшением  $\varepsilon$ :

$$f \sim \varepsilon^{-1}. \tag{41}$$

Влияние начального распределения на развитие решения исследовалось численно [24]. При этом начальная функция  $f_0$  выбиралась в виде узкого затравочного пучка вблизи заданной энергии  $\varepsilon_0$ . Если энергия  $\varepsilon_0 < \varepsilon_c$ , то решение кинетического уравнения (11) с положительным значением  $\lambda$  (39) отсутствует независимо от величины электрического поля. Иначе говоря, пробой на убегающих электронах в этом случае не реализуется. Это полностью соответствует элементарной теории — для осуществления пробоя на убегающих электронах необходимы затравочные электроны с энергией  $\varepsilon > \varepsilon_c$ .

Если  $\varepsilon_0 > \varepsilon_c$ , пробой происходит, и функция  $f(\gamma, t)$  при больших  $t$  экспоненциально растет со временем:

$$f(\gamma, t) = F_0(\gamma) \exp(\lambda t). \tag{42}$$

При этом важно, что величина параметра экспоненты  $\lambda$  практически не зависит от величины  $F_0$  и энергии  $\varepsilon_0$  начального пучка. Таким образом, вид начальной функции распределения, если только  $\varepsilon_0 > \varepsilon_c$ , практически не сказывается ни на характере ее экспоненциального роста, ни на возрастании числа быстрых электронов (рис. 5).

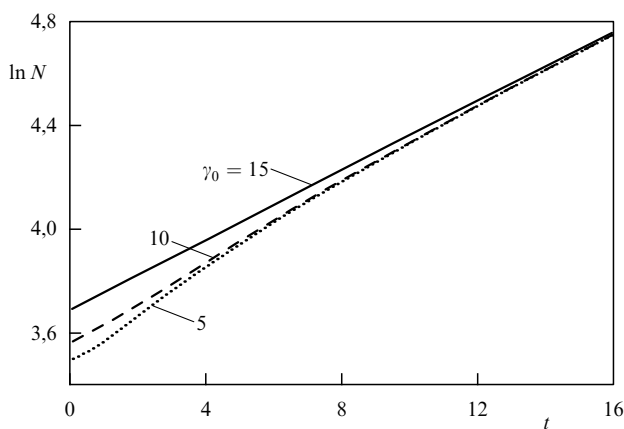


Рис. 5. Плотность убегающих электронов  $N$  в зависимости от времени  $t$  при различных энергиях начального пучка  $\gamma_0$ . Время  $t$  нормировано на  $t_0$ , плотность  $N$  — на начальную плотность электронов в пучке  $N_0$ . В начальный момент при любом  $\gamma_0$  рост  $N$  исключительно резкий, он связан с генерацией медленных электронов (41).

Из рисунка 4 видно также, что энергия электронов затравочного пучка увеличивается со временем. Это естественно, так как убегающие электроны ускоряются полем. Вместе с тем относительная величина затравочной части функции распределения экспоненциально уменьшается со временем. Это связано с тем, что в процессе пробоя экспоненциально нарастает со временем только собственная часть решения, соответствующая максимальному собственному значению  $\lambda$  кинетического уравнения (11). В результате устанавливающееся асимптотически при  $t \rightarrow \infty$  решение  $F_0(\gamma)$  в условиях, когда  $\lambda > 0$ , от начальной функции распределения вообще не зависит.

### 4.3. Время экспоненциального роста

Время экспоненциального нарастания решения  $\tau = 1/\lambda$  существенно зависит от величины электрического поля. Оно уменьшается с ростом  $E/E_c$  приблизительно пропорционально  $(E_c/E)^{3/2}$ . Суммарные результаты численных расчетов величины  $\lambda$  [18–21, 24] представлены на рис. 6. Там же приведена приближенная зависимость, полученная в аналитической теории (см. ниже (53)). Отметим, что на рис. 6 даны лишь результаты решения кинетического уравнения (11). Результаты расчетов с использованием методов Монте-Карло приводят к несколько отличающимся численным значениям  $\lambda$  [21]; причина этого расхождения пока не ясна.

Сплошная линия на рис. 6 описывает характерный параметр лавины убегающих электронов  $l_a$ , определенный согласно "элементарной" теории (9). Видно, что "элементарная" теория находится в разумном согласии с точным кинетическим расчетом. Причина этого заключается в том, что главную роль в пробое играют электроны с энергией, близкой к  $\varepsilon_c$ .

Подчеркнем, что параметр  $\lambda$  оказывается отрицательным ( $\lambda \leq 0$ ), т.е. пробой на убегающих электронах не возникает, в следующих случаях:

- 1) если значение величины электрического поля  $E$  недостаточно высоко  $E < E_c$ ;
- 2) если нет быстрых затравочных электронов с энергией  $\varepsilon_0 > \varepsilon_c$ ;
- 3) в условиях, когда функция распределения электронов  $f(v, \mu)$  близка к сферически-симметричной  $f_0$ , т.е. отличается от  $f_0$  лишь первым полиномом

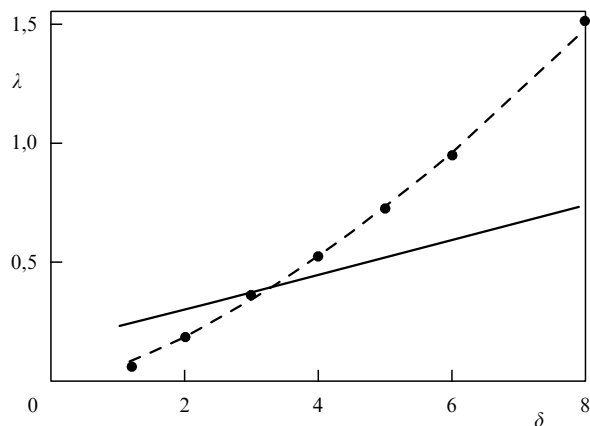


Рис. 6. Зависимость  $\lambda$  от  $\delta = E/E_c$ : точки — результаты численных расчетов, штриховая линия — аналитическая кривая (53), сплошная линия — элементарная теория (9). ( $\lambda$  выражено в  $1/t_0$  (45).)

Лежандра (37):

$$f(v, \mu) = f_0(v) + \mu f_1(v). \quad (43)$$

К этому случаю относится, например, пробой в переменном электрическом поле или в постоянном электрическом поле, перпендикулярном магнитному  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$  (при  $B \gg E$ ).

Обычный пробой во всех этих случаях, как хорошо известно, осуществляется — он вполне аналогичен пробую в постоянном электрическом поле и имеет близкое по величине критическое поле  $E_{th}$  [30, 31]. Для пробоя на убегающих электронах это не так. Проведенный нами численный и аналитический анализ показал, что в том случае, когда функция распределения близка к сферически-симметричной (43), в асимптотическом решении кинетического уравнения (11) положительных корней  $\lambda$  нет. Эта особенность — необходимость для возникновения ПУЭ именно постоянного электрического поля, создающего значительную асимметрию функции распределения в области  $\varepsilon > \varepsilon_c$ , также существенно выделяет пробой на убегающих электронах среди других механизмов электрического пробоя вещества.

#### 4.4. Анализ асимптотического поведения функции распределения

Выше обсуждались, в основном, результаты численных расчетов. В этом разделе анализируется асимптотическое поведение решения кинетического уравнения (11). Естественно вначале рассмотреть область относительно невысоких энергий электронов, где основную роль играют ионизационные потери:

$$\gamma \ln^2(2\gamma) \ll \frac{\pi}{\alpha Z} \ln^2\left(\frac{mc^2}{J_z}\right). \quad (44)$$

В этой области удобно ввести безразмерные переменные

$$u = \frac{v}{c}, \quad \delta = \frac{E}{E_c}, \quad t_1 = \frac{t}{t_0}, \quad (45)$$

где

$$E_c = \frac{4\pi Ze^3 N_m}{mc^2} A, \quad t_0 = \frac{m^2 c^3}{4\pi e^4 Z N_m A}.$$

Как указывалось выше, с математической точки зрения явление пробоя означает, что асимптотически функция распределения принимает вид (39):

$$f(u, \mu, t_1) = f(u, \mu) \exp(\lambda t_1), \quad (46)$$

и мы должны определить максимальное положительное собственное значение  $\lambda$  линейного уравнения

$$\lambda f + \delta \left\{ \mu \frac{\partial f}{\partial u} + \frac{1 - \mu^2}{u} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right\} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial f}{\partial u} + \frac{\xi}{u^3} \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right\} + \frac{1}{Au^3} \sum_{j=0}^{\infty} \int_0^1 f_j\left(\frac{u}{\tau}\right) P_j(\tau) P_j(\mu) \frac{d\tau}{\tau^3}. \quad (47)$$

Здесь учтено разложение (38) для ионизационного интеграла в нерелятивистской области.

Простая форма записи ионизационного интеграла в форме (38) позволяет искать решение в виде разложения по полиномам Лежандра. Исходя из (37), (47), получим

зацепляющуюся систему уравнений:

$$\delta \left\{ \frac{j}{2j-1} u^{j-1} \frac{d}{du} (u^{1-j} f_{j-1}) + \frac{j+1}{2j+3} u^{-j-2} \frac{d}{du} (u^{j+2} f_{j+1}) \right\} = -\lambda f_j - \frac{1}{u^2} \frac{df_j}{du} - \frac{\xi}{u^3} j(j+1) f_j + \frac{1}{Au^3} \int_0^1 f_j\left(\frac{u}{\tau}\right) P_j(\tau) \frac{d\tau}{\tau^3}. \quad (48)$$

При малых скоростях частиц ( $u^2 \delta \ll 1$ ) из (48) следует:

$$f_0 \propto u^{-2-1/A}, \quad f_1 \propto u^{-1-1/[A(2\xi-1)]} \dots, \\ f_2 \sim f_4 \sim \dots \sim f_0, \quad f_3 \sim f_5 \sim \dots \sim f_1.$$

Отсюда видно, что даже при малых скоростях  $u$  функция распределения существенно анизотропна. Действительно, хотя  $f_1 \ll f_0$ , но  $f_2 \sim f_4 \sim \dots \sim f_0$ . Это соответствует результатам численных расчетов (см. рис. 3). Анизотропия генерируется ионизационным интегралом.

Рассмотрим теперь решение системы (48) при больших скоростях ( $u^2 \delta \gg 1$ ). Можно убедиться, что в этом приближении главный член для каждого полинома  $f_j$  имеет вид

$$f_j \approx \frac{2j+1}{2} \exp\left(-\frac{\lambda}{\delta} u\right).$$

Такая структура коэффициентов разложения по полиномам Лежандра означает, что функция распределения стремится к дельта-функции. Действительно,

$$f(u, \mu) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(u) P_j(\mu) \approx \sum_{j=0}^{\infty} \frac{2j+1}{2} P_j(\mu) \exp\left(-\frac{\lambda}{\delta} u\right) = \exp\left(-\frac{\lambda}{\delta} u\right) \delta(\mu - 1). \quad (49)$$

Таким образом, мы видим, что с увеличением энергии частиц функция распределения становится сильно направленной (см. рис. 3). Кроме того, несмотря на то, что в нерелятивистской постановке задачи энергия электрона при условии  $\varepsilon > \varepsilon_c$ , т.е. при  $u^2 > 1/\delta$ , неограниченно нарастает, устанавливающаяся при  $\lambda > 0$  функция распределения (49) экспоненциально спадает (см. рис. 4). Физически это явление связано с тем, что с ростом энергии эффективность рождения частиц согласно (34), (35) ослабевает. Поэтому появление частиц при больших скоростях обусловлено только увеличением их энергии под действием электрического поля. Последний процесс пропорционален времени ( $v = eEt/m$ ), но поскольку сама функция распределения нарастает во времени экспоненциально (46), то не зависящий от времени предэкспоненциальный член в (46) оказывается равным  $\exp(-\lambda t_0)$ , где  $\lambda^{-1}$  — время нарастания числа частиц, а  $t_0 = mv/eE = u/\delta$  — время ускорения. Напомним, что мы рассматриваем здесь нерелятивистскую теорию ( $u^2 < 1$ ) в условиях, когда  $u^2 \delta \gg 1$ . Это справедливо только в случае сильного электрического поля ( $\delta \gg 1$ ).

Как мы увидим ниже,  $\lambda \propto \delta^{3/2}$  (см. (53)). Поэтому согласно (49) при больших значениях электрического поля ( $\delta \gg 1$ ) функция распределения сильно спадает при высоких энергиях ( $u^2 \delta \gg 1$ ). Этот факт указывает на то, что число частиц, имеющих высокую релятивистскую энергию, относительно мало. Поэтому даже нерелятивистская теория может описать явление пробоя на быстрых электронах с достаточно хорошей точностью.

Определим теперь инкремент экспоненциального нарастания функции распределения во времени. Учтем, что главную роль в пробое на убегающих электронах при  $\delta \gg 1$  играет область невысоких энергий  $\varepsilon \sim \varepsilon_c \sim 1/\delta$ . Это позволяет упростить интеграл соударений и, проинтегрировав уравнение (11) по угловой переменной  $\mu$ , представить его в виде

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \delta \frac{1}{u^2} \frac{\partial}{\partial u} (u^2 f_0) = \frac{1}{u^2} \frac{\partial f_0}{\partial u} + \frac{1}{au^5} \int_u^\infty f_0(k) k dk,$$

$$f_0 = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 f(\mu, u) d\mu. \tag{50}$$

Уравнение (50) обладает важным свойством — из него можно изъять параметр электрического поля  $\delta$ . Действительно, вводя новые переменные

$$\tau = 2\delta^{3/2} t, \quad y = u^2 \delta^2, \quad \Phi = \exp\left(\frac{2\sigma\tau}{a}\right) \int_{\sqrt{y/\delta}}^\infty f_0(k) k dk,$$

преобразуем уравнение (50) к виду

$$(1-y)\Phi'' - \left(\frac{\sigma}{a} \sqrt{y} + 1\right)\Phi' - \frac{\Phi}{4ay^2} = 0. \tag{51}$$

Учитывая далее, что параметр  $a \gg 1$ , и используя процедуру сращиваемых асимптотических разложений по  $1/a$ , определяем в неявном виде собственное значение задачи  $\sigma$ :

$$\sigma \ln\left(\frac{a^3}{16\sigma^2}\right) = \frac{1}{2} \ln\left[\frac{a}{2} \left(1 + \frac{2}{a} + \sqrt{1 + \frac{4}{a}}\right)\right] + \left(1 + \frac{4}{a}\right)^{-1/2} + O\left(\frac{\sigma}{a}\right). \tag{52}$$

Отсюда вытекает, что с логарифмической точностью инкремент

$$\lambda \approx \frac{0,6}{a} \delta^{3/2}. \tag{53}$$

Иначе говоря, время экспоненциального нарастания  $\tau = 1/\lambda$  в размерных переменных равно [24]

$$\tau = \frac{m^2 c^3}{1,4\pi e^4 N_m Z} \left(\frac{E_c}{E}\right)^{3/2}. \tag{54}$$

Это значение находится в хорошем согласии с результатами численного расчета, а также с характерной длиной лавины  $l_a = c\tau$ , полученной из элементарной теории (см. рис. 6).

#### 4.5. Пространственно неоднородный пробой

Выше предполагалось, что и электрическое поле  $E$ , и поток затравочных быстрых электронов однородны в пространстве. Вместе с тем затравочные высокоэнергичные электроны могут быть редкими. При этом последнее условие не выполняется. Поэтому рассмотрим, как развивается пробой на убегающих электронах, генерируемый одним затравочным быстрым электроном. Пусть  $\mathbf{s}$  — направление движения быстрого электрона, совпадающее с направлением электрического поля  $\mathbf{E}$ . Пробой на убегающих электронах развивается тогда не только в направлении  $\mathbf{s}$ , но и в ортогональной плоскости  $\mathbf{r}$ . В приближении элементарной теории процесс может

быть описан диффузионным уравнением [16]

$$\frac{\partial N}{\partial s} = \frac{1}{l_a} N(s - s_0) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( D r \frac{\partial N}{\partial r} \right). \tag{55}$$

Здесь  $N(s, r)$  — число быстрых электронов,  $l_a$  — характерная длина лавины,  $s_0$  — расстояние, на котором электрон набирает энергию, необходимую для генерации нового убегающего электрона,  $D$  — коэффициент поперечной диффузии. Диффузия определена как рассеянием быстрых электронов на ядрах молекул, так и разбросом по скоростям вновь рожденных электронов. Заметим, что эта задача решалась не только в элементарной теории, но и в кинетической теории методом Монте-Карло [22]. Результаты расчетов оказались достаточно близкими.

Решение уравнения (55) с начальным условием

$$N_{s=0} = N_0 \delta(\mathbf{r}_\perp)$$

имеет вид

$$N(s, r) = \frac{N_0}{4\pi s D} \exp\left(\frac{s - s_0}{l_a} - \frac{r^2}{4Ds}\right). \tag{56}$$

Отсюда видно, что разряд расширяется в плоскости, ортогональной направлению электрического поля. При этом он всегда остается внутри конуса с углом  $\theta_c = 2\sqrt{D/l_a}$ :

$$r \leq r_c = 2\sqrt{\frac{D}{l_a}} s, \quad \theta < \theta_c = 2\sqrt{\frac{D}{l_a}}.$$

Конус узкий, и с увеличением поля он сужается.

Пространственное распределение плотности убегающих электронов приведено на рис. 7. Из рисунка 7 видно, что вблизи асимптоты  $\theta_c$ , показанной на рисунке штриховой линией, градиент плотности резко возрастает. В то же время вблизи оси разряда значение  $N(s, r)$  лишь слегка уменьшается в сравнении с экспоненциально нарастающей лавиной в однородном потоке.

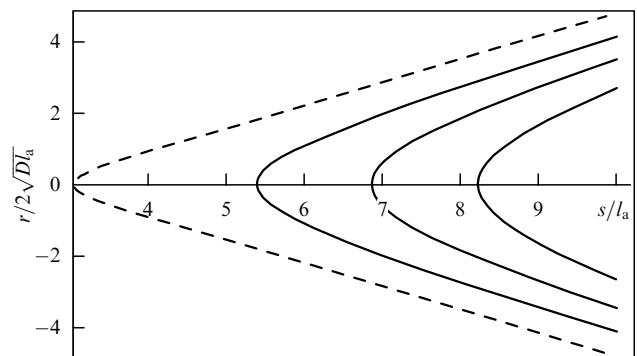


Рис. 7. Контурсы постоянной плотности убегающих электронов.

#### 4.6. Лавина убегающих электронов в неоднородном электрическом поле

Выше рассматривался пробой на убегающих электронах в однородном электрическом поле. В неоднородном поле  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  картина существенно сложнее, и необходимо исследовать решение полного кинетического уравнения. Примем для простоты, что электрическое поле изменяется в пространстве лишь по величине, но не по направлению,

т.е.  $E = E(z)$ . Тогда уравнение (11) можно записать в виде

$$\begin{aligned} v\mu \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{e}{m} E(z) \left( \mu \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{1 - \mu^2}{v} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) = \\ = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^2 F_D f) + \frac{v}{v^3} \frac{\partial}{\partial \mu} \left( (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + S_1. \end{aligned} \quad (57)$$

Здесь мы рассматриваем не слишком большие энергии электронов, когда силу  $F_D$  можно в первом приближении не учитывать.

Пробой на убегающих электронах наступает в условиях, когда  $E > E_c$  и размер неоднородности поля  $L$  больше характерной длины лавины  $l_a$ . Необходимы, кроме того, затравочные электроны с энергией  $\varepsilon > \varepsilon_c$  (4). Примем интенсивность источника затравочных электронов  $q = q(\gamma)$  постоянной, а сильное электрическое поле напряженностью  $E \sim E_c$  локализованным в пространстве:

$$E = E_{\max} \left( 1 - \frac{z^2}{L^2} \right), \quad -L \leq z \leq L. \quad (58)$$

Это означает, что и пробой локализован в области  $E \sim E_c$ , т.е. носит характер локально нарастающей лавины убегающих электронов. В однородном поле достаточно хорошим является приближение сильно направленной вдоль электрического поля функции распределения. Поэтому, проинтегрировав уравнение (57) по углу  $\mu$ , приходим к следующему стационарному уравнению для функции распределения  $f(\gamma, \mu)$  быстрых электронов:

$$(\gamma^2 - 1) \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \{ (\gamma^2 - 1) [\Phi_D - E(z)] f \} + S_1 + q(\gamma). \quad (59)$$

Здесь использованы безразмерные переменные  $z \rightarrow z/l_a$ , где  $l_a$  — характерная длина лавины убегающих электронов ( $\Phi_D$  — соответственно нормированная сила трения), при этом электрическое поле

$$E(z) = \delta(1 - a_l^2 z^2),$$

где  $\delta = E/E_c$ ,  $a_l = l_a/L$ . Тогда, как следует из (35), ионизационный интеграл определяется простым выражением

$$S_1 = \frac{1}{2} \int_1^\infty y^2 f(y, z) \left[ \frac{1}{(\gamma - 1)^2} + \frac{1}{y^2} \right] dy.$$

Начальная функция  $f_0(\gamma)$  в уравнении (59) определена действием источника  $q(\gamma)$ , т.е. является решением уравнения в отсутствие электрического поля  $E(z)$ . Та же функция служит граничным условием при  $z = -1/a_l = -L/l_a$ . Естественное граничное условие в пространстве энергии  $f(\gamma, z) \rightarrow 0$  при  $\gamma \rightarrow \infty$ .

Результаты решения уравнения (59) представлены на рис. 8, 9. На первом приведена зависимость функции распределения от энергии  $\gamma$  на разных высотах  $z$ . Ее общий вид подобен рассмотренной в однородном поле. Из рисунка 9 видно, что увеличение электрического поля, начинающееся от точки  $z = -5$  (параметр  $a_l$  принят равным 0,2), сопровождается быстрым нарастанием функции распределения  $f(\gamma)$ . Соответственно нарастает и общее число быстрых электронов  $N$  (см. рис. 9). В точке  $z = 0$  поле достигает максимума. Максимум же  $N(z)$

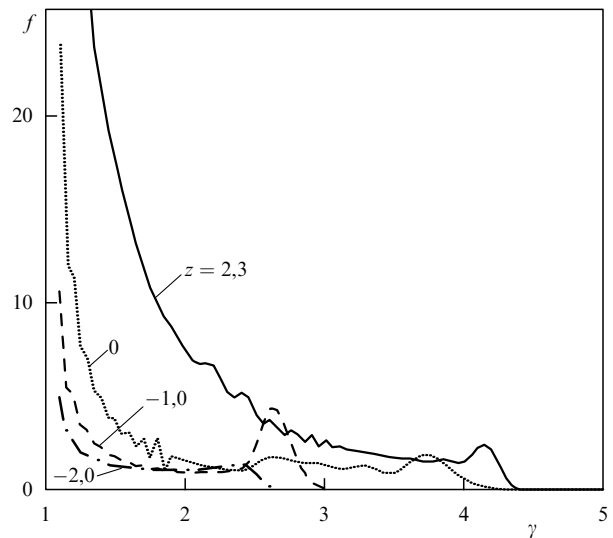


Рис. 8. Зависимость функции распределения от энергии на разных высотах  $z$  при  $E_{\max}/E_c = 1,1$ .

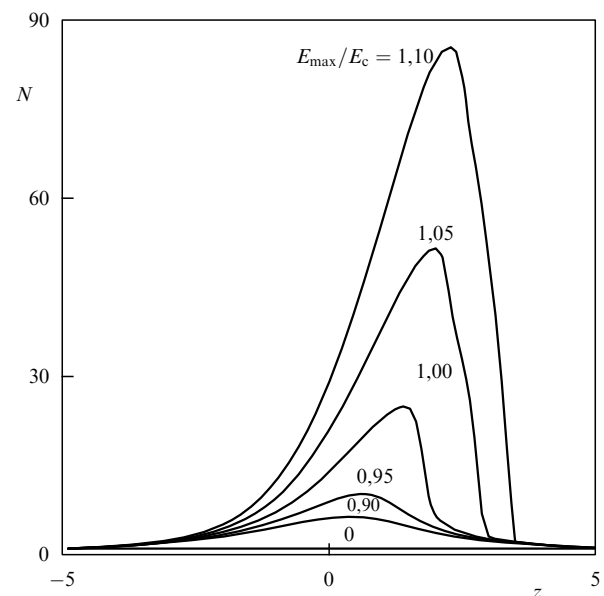


Рис. 9. Плотность убегающих электронов  $N$ , нормированная на плотность, создаваемую источником  $q(\gamma)$ , как функция высоты.

достигается в несколько сдвинутой (в направлении движения электронов) точке  $z = 2,3$ . Величина сдвига растет с увеличением максимума поля  $\delta = E_{\max}/E_c$ . При  $E_{\max}/E_c > 1$  ясно видно лавинообразное нарастание числа быстрых электронов. Резкий обрыв лавины начинается после точки, где  $E(z)$  становится меньше, чем  $E_c$ . Рост максимальной плотности быстрых электронов, достигаемой в лавине,  $N_{\max}$  от величины поля  $E_{\max}/E_c$  носит экспоненциальный характер. В то же время точка  $z_{\max}$ , где  $N(z)$  достигает максимума, сдвигается с ростом  $E_{\max}/E_c$  довольно плавно. Например, при  $E_{\max}/E_c = 1,2$  величина  $z_{\max}/l_a = 2,6$ .

В целом, можно сказать, что число быстрых электронов в неоднородном электрическом поле лавинообразно (т.е. экспоненциально резко) нарастает в пространстве в области значений  $E(z)$ , превышающих  $E_c$ . В том случае,

когда максимальное значение напряженности электрического поля  $E_{\max}$  не достигает  $E_c$ , такого роста нет. Все эти особенности, типичные для пробоя на убегающих электронах в неоднородном поле, разумеется, проявляются лишь при достаточно больших пространственных размерах области неоднородности  $L \gg l_a$ .

### 5. Условия возникновения пробоя на убегающих электронах в атмосфере

Как следует из приведенной выше теории, для осуществления пробоя на убегающих электронах необходимо выполнение следующих условий:

1) напряженность электрического поля  $E$  должна превышать критическое значение  $E_c$  (3):

$$E \geq E_c; \quad (60)$$

2) пространственный размер  $L$ , на котором выполнено условие (60), должен существенно превосходить длину экспоненциального роста лавины  $l_a$  (9):

$$L \gg l_a; \quad (61)$$

3) должны существовать затравочные быстрые электроны с энергией

$$\varepsilon > \varepsilon_c = \frac{mc^2 E_c}{2E}. \quad (62)$$

На сегодня наиболее интересные проявления ПУЭ наблюдаются в грозовой атмосфере. Остановимся кратко на основных условиях возникновения в атмосфере рассматриваемого эффекта.

Критическое поле ПУЭ в атмосфере (3):

$$E_c = 2,16 \frac{\text{кВ}}{\text{см}} \times P = 216 \exp\left(-\frac{z}{h}\right) \frac{\text{кВ}}{\text{м}}. \quad (63)$$

Здесь  $P$  — давление воздуха в атмосферах,  $z$  — высота над уровнем моря, а  $h \approx 8$  км — нормальная высота в атмосфере. Как уже отмечалось в разделе 3, поле  $E_c$  на порядок ниже порогового поля обычного пробоя

$$E_{\text{th}} \approx 23 \frac{\text{кВ}}{\text{см}} \times P.$$

Как следует из (63), напряженность критического поля  $E_c$  экспоненциально убывает с высотой  $z$ . Так, на высоте  $z \approx 6,3$  км поле  $E_c = 100$  кВ м<sup>-1</sup>, на высоте  $z \approx 11$  км  $E_c = 50$  кВ м<sup>-1</sup>.

В грозовых облаках масштабное условие (61) обычно выполняется достаточно хорошо. Затравочными быстрыми частицами здесь служат вторичные электроны космических лучей, средняя плотность потока которых на высотах 4–8 км сравнительно велика [32–34]:

$$\Phi \approx 10^3 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (64)$$

Таким образом, по достижении электрическим полем  $E$  в грозовом облаке значения  $E_c$  (63) процесс ПУЭ может развиваться. При этом, поскольку вторичные электроны космических лучей имеют энергию до 30 МэВ и вследствие рассеяния на ядрах движутся во всех направлениях, в зависимости от знака электрического поля пробой может развиваться в любом направлении — как вниз к Земле, так и вверх к ионосфере. Основную роль здесь играет возможность появления необходимого электрического поля, зависящая от соотношения между процессами генерации и релаксации поля  $E$ .

Релаксация определяется проводимостью воздуха:

$$\tau_r = (4\pi\sigma)^{-1}. \quad (65)$$

Здесь  $\tau_r$  — время релаксации,  $\sigma$  — проводимость воздуха. Проводимость ионная, так как свободные тепловые электроны в воздухе очень быстро (за время меньше  $10^{-7}$  с) прилипают к молекулам. Проводимость зависит от ионизации, создаваемой космическими лучами [32, 35, 36], и частоты соударений ионов, экспоненциально падающей с высотой из-за изменения плотности атмосферы. Вблизи поверхности Земли  $\tau_r \approx 400$  с [35]. Изменение времени релаксации с высотой показано на рис. 10. На высоте 10 км  $\tau_r \sim 100$  с, а на высотах 30–50 км оно понижается уже до 1–10 с. Подчеркнем, что внутри облаков вследствие захвата части свободных ионов аэрозолями, каплями воды и частицами льда проводимость может существенно уменьшиться [35], т.е. время релаксации здесь может возрасть.

Естественно различать два механизма генерации электрического поля. Первый — обычное плавное нарастание поля внутри и на границах облаков за счет действия атмосферных ветров, силы тяжести и захвата заряженных частиц каплями воды, частичками льда, аэрозолями. Характерное время этого процесса порядка 1–10 мин [35, 37, 38]. Второй механизм — резкое изменение заряда в облаке вследствие мощного электрического разряда на Землю. Характерное время этого процесса — миллисекунды.

Сравнивая характерные времена этих процессов с временем релаксации, мы устанавливаем, что только в случае второго возможно значительное превышение поля  $E$  над  $E_c$  (63). При этом в области больших высот ( $z \geq 20$ –50 км) вследствие быстрой релаксации поля условия ПУЭ могут выполняться только в течение достаточно короткого времени  $\Delta t \leq 10$  с. Напротив, первый регулярный процесс может приводить только к

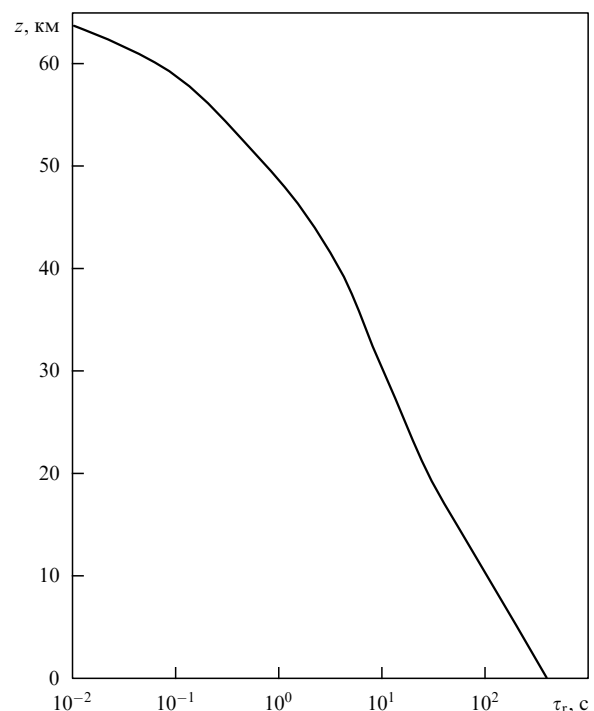


Рис. 10. Зависимость времени релаксации  $\tau_r$  от высоты  $z$ .

полям  $E$ , близким или слегка превышающим  $E_c$ . Зато время существования такого поля может быть длительным — до нескольких минут.

Процесс быстрой генерации поля, по-видимому, осуществляется в верхних слоях грозовой атмосферы. Здесь может возникать сильный ПУЭ. С ним, вероятно, связаны гигантские высотные разряды, которые обсуждаются подробно в разделе 6.

Процесс регулярной генерации поля существен в основной зоне грозовых облаков на высоте 4–8 км. Здесь ПУЭ происходит в мягкой форме множественных микропробоев. Они оказывают сильное влияние на электродинамику грозового облака и, возможно, служат одной из причин генерации молний. Роль этих процессов обсуждается в разделе 7.

## 6. Высотные атмосферные разряды

### 6.1. Оптические наблюдения высотных разрядов

Светящиеся разряды над грозовыми облаками наблюдаются уже в течение столетия [39–43]. Однако лишь недавно созданы оптические инструменты, которые позволили установить достаточно надежные характеристики этих разрядов, определить их структуру, частоту появления, оптическую яркость в различных световых диапазонах [44–56]. Измерения проводятся как на космических кораблях и спутниках, так и на самолетах, летящих выше грозовых облаков, а также на поверхности Земли при наблюдении грозового процесса, вблизи горизонта. Для наблюдений используются высокочувствительные телекамеры.

Пример такого высотного разряда из грозового облака в ионосферу представлен на рис. 11. Длительность разряда согласно [50–57] составляет 10–200 мс. Область высот 25–100 км, горизонтальная протяженность 10–50 км. Пик интенсивности свечения приходится на высоты 50–60 км. Общий объем излучающей области обычно более 1000 км<sup>3</sup>, а яркость излучения 10–100 килорэлей. (Рэлей — внесистемная единица измерения, используемая в зарубежной литературе. 1 рэлей =  $10^6$  фотонов (см<sup>2</sup> с)<sup>-1</sup>.) На среднем фоне выделяется миллисекундный всплеск излучения исключительно высокой яркости —  $(1–5) \times 10^3$  килорэлей [54]. Частота

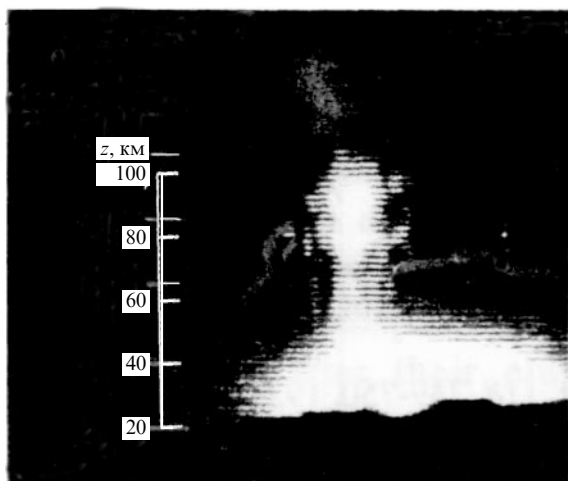


Рис. 11. Пример разряда "Спрайт".

высотных разрядов над крупным грозовым комплексом небольшая, приблизительно  $0,01$  с<sup>-1</sup>. Для сравнения можно отметить, что в аналогичных условиях частота отрицательных разрядов из облаков на Землю порядка  $5$  с<sup>-1</sup>, положительных разрядов —  $0,3$  с<sup>-1</sup> [35, 58, 59].

Высотные разряды, несомненно, представляют собой особый класс электрических разрядов в атмосфере, существенно отличающихся по своим временным и пространственным характеристикам от обычных молний.

### 6.2. Радионаблюдения на сверхнизких частотах

Эффекты воздействия атмосферных разрядов на сверхнизкочастотные (СНЧ) радиоволны ( $f \sim 10–30$  кГц), распространяющиеся в канале между поверхностью Земли и ионосферой, наблюдаются давно [60, 61]. Их обычно связывают с высыпанием электронов из магнитосферы, вызванным взаимодействием со свистящими атмосфериками (вистлерами). Характерные времена развития возмущения в нижней атмосфере, обусловленного высыпанием электронов, порядка 5 с [61, 62].

В последнее время обнаружены и гораздо более быстрые процессы, вызывающие возмущения, характеризующиеся очень малыми временами развития ( $< 10$  мс) [61]. Пример приведен на рис. 12. Грозовой разряд в момент скачка СНЧ-сигнала на 28,5 кГц (рис. 12а) фиксировался оптически и по появлению атмосфериков (рис. 12б). Развитие возмущения с миллисекундными временами может быть вызвано лишь прямым воздействием грозового разряда на нижнюю ионосферу. Однако анализ процесса релаксации возмущения СНЧ-сигнала (рис. 12б) показывает, что наблюдаемый эффект вызван именно повышением ионизации плазмы в нижней ионосфере на высотах 60–85 км, так как только возмущение ионизации релаксирует с временем порядка десятков секунд.

Таким образом, изучение распространения СНЧ-радиоволн демонстрирует наличие существенного импульсного повышения ионизации в нижней ионосфере, вызванного, по-видимому, высотными разрядами.

### 6.3. Модель высотного разряда

Важная особенность критического поля ПУЭ состоит в том, что оно экспоненциально быстро убывает с высотой (63). Вместе с тем проводимость воздуха  $\sigma$  на высоте выше 20–30 км весьма велика, так что постоянное электрическое поле на высотах 20–50 км благодаря поляризации исчезает за времена порядка 10 с или даже меньше. Поэтому в квазистационарном состоянии поле здесь практически отсутствует ( $E \approx 0$ ).

Однако после сильного положительного разряда на Землю (а положительные молнии переносят заряд до 100 Кл и более [55, 35]) баланс нарушается и в большой пространственной области может возникнуть на короткое время поле  $E$ , значительно превышающее критическое (рис. 13). Электрическое поле при этом направлено к Земле, т.е. оно ускоряет электроны в сторону ионосферы. Поток затравочных вторичных электронов космических лучей (64) на большой площади разряда ( $S \geq 100$  км<sup>2</sup>) весьма велик, и даже за время порядка 1 мс их полное число может составить  $10^6–10^7$ .

Простейшая модель такой системы представлена на рис. 13 [63]. В облаке диаметром 10 км расположен слой положительного заряда в 100 Кл на высоте 18 км, а

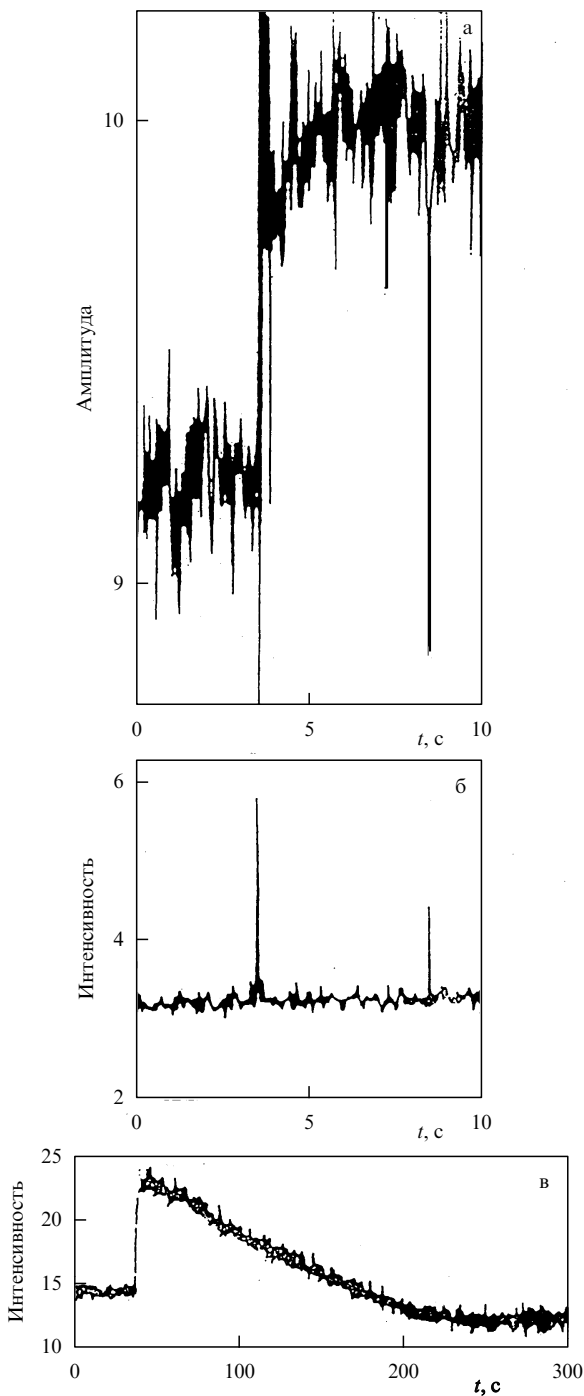


Рис. 12. Скачок амплитуды СНЧ-сигнала (а), интенсивности радиодатмосфериков (б) и релаксация интенсивности возмущения СНЧ-сигнала (в).

соответствующий слой отрицательного заряда — на высоте 5 км. Электрическое поле вне облака экранировано поляризационно наведенным отрицательным зарядом, расположенным на высоте 25 км, и положительным зарядом на нижней границе ионосферы на высоте 70 км. Благодаря экранировке поле на высоте  $z > 25$  км практически отсутствует:  $E = E_T + E_P \approx 0$ .

В результате положительного разряда  $Q$  внутри облака поле  $E_T$  исчезает, и в области между верхней границей облака и ионосферой остается значительное электрическое поле  $E_P$ . Его распределение по  $z$  на оси

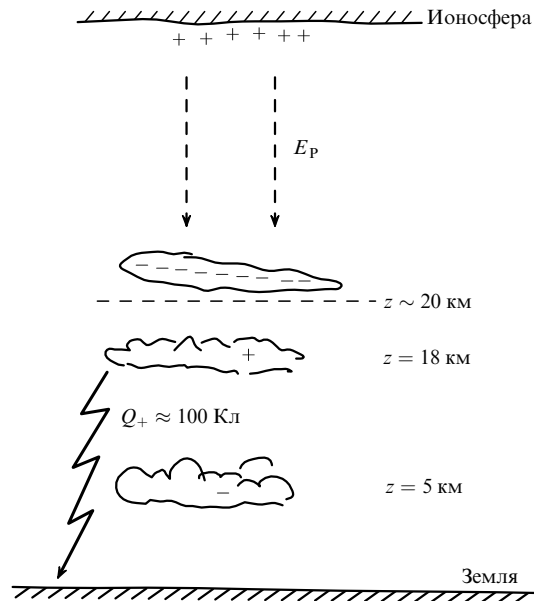


Рис. 13. Модель возникновения условий для высотного разряда.

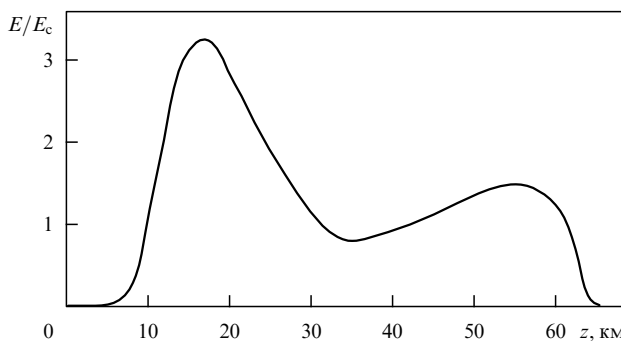


Рис. 14. Зависимость поля  $E/E_c$  от высоты  $z$ .

системы через 10 мкс после разряда приведено на рис. 14. Видно, что в большой области высот (от 20 км и вплоть до нижней ионосферы) поле  $E$  превосходит минимальное поле пробоя на убегающих электронах. Для возникновения поляризационного поля, компенсирующего  $E$  в области высот  $z \leq 50$  км, требуется время порядка нескольких секунд. В этот период и появляется возможность для возникновения гигантского высотного разряда, вызванного пробоем на убегающих электронах. Число характерных ионизационных длин, обуславливающих экспоненциальный рост ПУЭ, равно  $L/l_a$ . При старте ПУЭ на высоте 20 км значение этого параметра достаточно велико:  $L/l_a \geq 20-40$ . Вследствие экспоненциального роста лавины и большого числа затравочных электронов общее количество высокоэнергичных электронов, создавших разряд к высотам порядка 50 км, может достигать очень больших значений  $10^{16}-10^{20}$ . При этом за счет диффузионного расширения пучка (см. раздел 4.5) ширина области разряда ПУЭ на высоте 40–60 км достигает 30 км. Мы привели здесь лишь простой пример, поясняющий характер основных процессов. В [64–73] более подробно рассмотрены численные модели, учитывающие как различное начальное распределение зарядов, так и процесс развития пробоя во времени. Общая картина высотного разряда при этом сохра-

няется, хотя, разумеется, детали могут существенно различаться.

Как уже указывалось выше, положительные разряды внутри облаков или из облака на Землю, приводящие к освобождению отрицательного заряда порядка 100 Кл и более, неоднократно наблюдались при сильных грозах [35, 58]. Более того, положительные разряды на Землю, сопровождающиеся исключительно большим изменением электрического дипольного момента, систематически (с вероятностью 90 %) наблюдались одновременно с высотными разрядами "Спрайт" [55]. Правда, возможны и исключения. Например, согласно сообщению [74] наблюдался "Спрайт" после сильного отрицательного разряда на Землю.

#### 6.4. Модель оптического излучения

При движении энергичных электронов в воздухе эффективность вызываемого ими оптического излучения в различных световых диапазонах известна [75–77]. В интересующих нас условиях  $\varepsilon \sim 0,1–10$  МэВ она практически не зависит от энергии быстрых электронов. Это позволяет достаточно точно определить излучение разряда на убегающих электронах на различных высотах. При этом до высоты 50 км доминирует голубое излучение, при больших высотах — красное. Именно такая картина и наблюдается в разрядах "Спрайт". На ионосферных высотах разряд размыт вследствие диффузного рассеяния пучка.

Отметим одну важную особенность. Электрическое поле  $E$  существенно превосходит минимальное поле  $E_c$  вблизи грозового облака (на высотах  $z \sim 15–25$  км) и вдали от него (на высотах  $z \sim 35–50$  км). Это и понятно: вначале доминирует уменьшение поля  $E$ , определяемое увеличением расстояния от заряда, а затем превалирует экспоненциальное падение плотности атмосферы, сильно понижающее величину  $E_c$  (3). Таким образом, выделяются как бы две области — ближняя и дальняя, где эффективно может развиваться пробой на убегающих электронах. В промежуточной области ( $z \sim 30–35$  км) он развивается только при особенно больших значениях освобождающегося заряда  $Q$ . Отмеченная особенность качественно присутствует всегда, она мало зависит от выбранной модели.

Детальные расчеты излучения высотного разряда в модели ПУЭ выполнены в целом ряде работ [63–73]. Согласно [70, 73] излучение, обусловленное пучком высокоэнергичных электронов, может создавать миллисекундные импульсы гигантской интенсивности — несколько мегарэлей (рис. 15). Гораздо более длительная часть излучения (несколько десятков миллисекунд) гене-

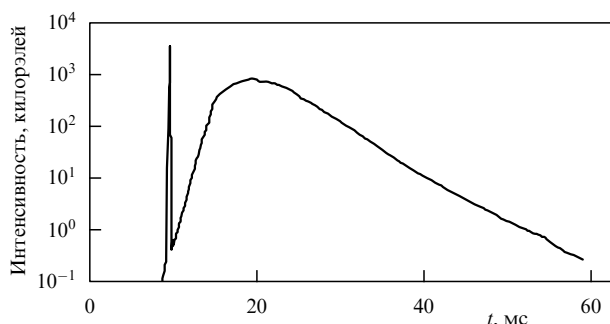


Рис. 15. Зависимость интенсивности излучения от времени.

рируется более медленными электронами и имеет интенсивность десятки килорэлей. Результаты расчетов находятся в соответствии с данными наблюдений [50–52, 56, 57].

Следует отметить, что предложенная модель объяснения оптического излучения разряда "Спрайт", основанная только на ПУЭ, не единственная. Указываются и другие возможные механизмы: пробой в поле излучения, создаваемого сверхмощным межоблачным разрядом [78–80], пробой в квазистатическом поле [81–84] или их комбинация с ПУЭ [63, 70]. Отмечается также влияние метеоров на генерацию "Спрайта" [85, 86]. Однако важным дополнительным аргументом в пользу прямой связи высотных разрядов с ПУЭ являются наблюдаемые интенсивные импульсы  $\gamma$ -излучения.

#### 6.5. Всплески $\gamma$ -излучения

Подтверждением важной роли ПУЭ в высотных разрядах можно рассматривать наблюдавшиеся на спутнике "Комптон" интенсивные всплески  $\gamma$ -излучения [87, 88]. Установлено, что  $\gamma$ -всплески приходят с Земли из районов наиболее интенсивного грозообразования. Длительность  $\gamma$ -всплесков составляет несколько миллисекунд, энергетический спектр соответствует спектру, возникающему при ПУЭ. Можно отметить, что в сравнении с наблюдениями рентгеновского излучения в грозовом облаке (см. ниже) спектр сдвинут в сторону больших энергий (максимум в районе 300–500 кэВ). Это говорит о большой длине ускорения электронов и значительных потерях  $\gamma$ -излучения в атмосфере, что прямо соответствует теории. Интенсивность излучения весьма велика (порядка 100 фотонов  $(\text{см}^2 \text{с})^{-1}$ ). Результаты модельных расчетов ПУЭ находятся в достаточном соответствии с данными наблюдений  $\gamma$ -всплесков [17, 63, 68, 89].

Следует подчеркнуть, что однозначная связь высотных разрядов с мощными импульсами  $\gamma$ -излучения является в настоящий момент лишь гипотезой, хотя и весьма правдоподобной. Данные о прямых и одновременных наблюдениях оптического и  $\gamma$ -излучений высотных разрядов пока отсутствуют.

#### 6.6. Электроны высокой энергии в магнитосфере

В работе [90] показано, что если пробой на убегающих электронах происходит вплоть до достаточно больших высот ( $z \sim 65–75$  км), то значительный поток электронов с энергиями порядка 1 МэВ и выше может проникать в магнитосферу Земли. Рассеиваясь на волнах в магнитосфере, быстрые электроны будут захватываться в магнитной ловушке. Дрейфуя далее в магнитном поле Земли, они могут постепенно формировать радиационный пояс. Таким образом, согласно гипотезе [90] высотные разряды с ПУЭ могут служить источником внутреннего радиационного пояса Земли.

#### 6.7. Генерация электрон-позитронных пар

Интенсивные всплески  $\gamma$ -излучения с энергией, достигающей нескольких мегаэлектронвольт, согласно теории пробоя на убегающих электронах должны сопровождаться рождением электрон-позитронных пар [24].

Рождение  $N_{e^+e^-}$  пар согласно [25] связано с  $\gamma$ -излучением соотношением

$$\frac{N_{e^+e^-}}{N_\gamma} = \frac{7}{9} \frac{N_\gamma}{N_e}.$$



Здесь  $N_\gamma$  — число интенсивных  $\gamma$ -квантов,  $N_e$  — число быстрых электронов. Это соотношение позволяет оценить величину ожидаемого эффекта при генерации наблюдаемых  $\gamma$ -всплесков:

$$N_{e^+e^-} \sim 10^6 - 10^{10},$$

где  $N_{e^+e^-}$  — общее число образующихся пар. В наблюдениях они могут проявляться в виде узкой электрон-позитронной аннигиляционной линии.

### 7. Грозовые разряды в атмосфере

Обсудим теперь влияние ПУЭ на ряд наблюдаемых процессов в грозовой атмосфере в области регулярной генерации электрического поля ( $z \sim 4 - 8$  км).

#### 7.1. Максимальное электрическое поле

Прежде всего многочисленные наблюдения показывают, что максимальные электрические поля  $E_{\max}$  в грозовых

облаках в атмосфере далеко не достигают пороговых полей обычного пробоя [58, 59, 35]. Напротив, как мы увидим ниже, они близки к критическому полю ПУЭ  $E_c$  (63). На рисунке 16 приведены примеры измерений на шарах-зондах электрического поля в грозовых облаках, результаты сопоставлены с полем  $E_c(z)$  [91, 92]. Четко видно экспоненциальное спадание максимальной напряженности наблюдаемого поля  $E_{\max}$  с высотой  $z$ , что находится в полном согласии с формулой (63). Второе не менее важное обстоятельство — при  $E_{\max}(z) \approx E_c(z)$  часто возникают разряды молний ( $L$ ), корреляция здесь высокая. Это обстоятельство особо подчеркивается в публикациях последних лет (см., например, наиболее полную современную монографию [35], посвященную грозовому электричеству).

Таким образом, как было впервые предсказано в работе [1], напряженность критического поля пробоя на убегающих электронах и ее зависимость от высоты оказывают определяющее влияние на реальное распре-

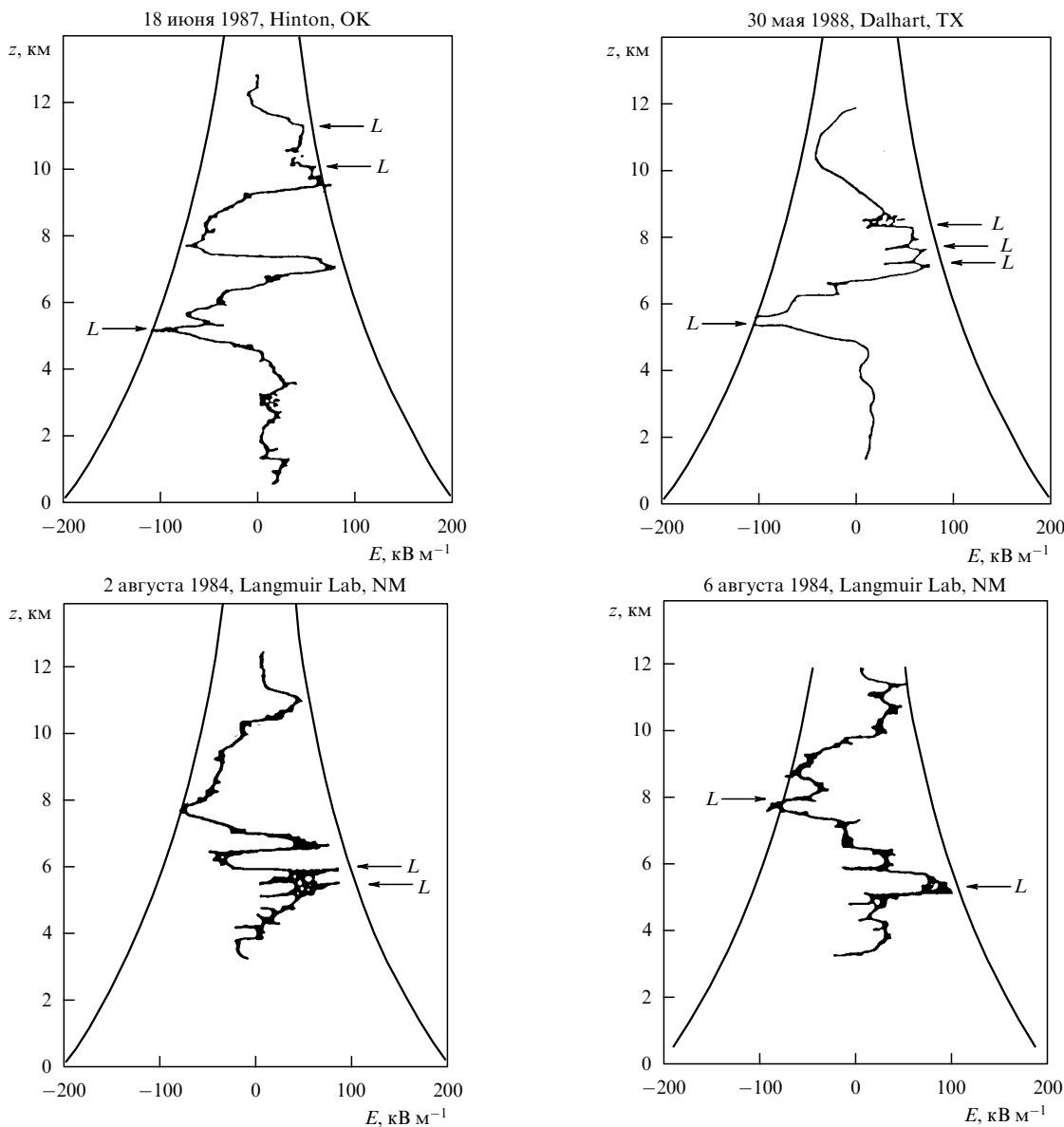
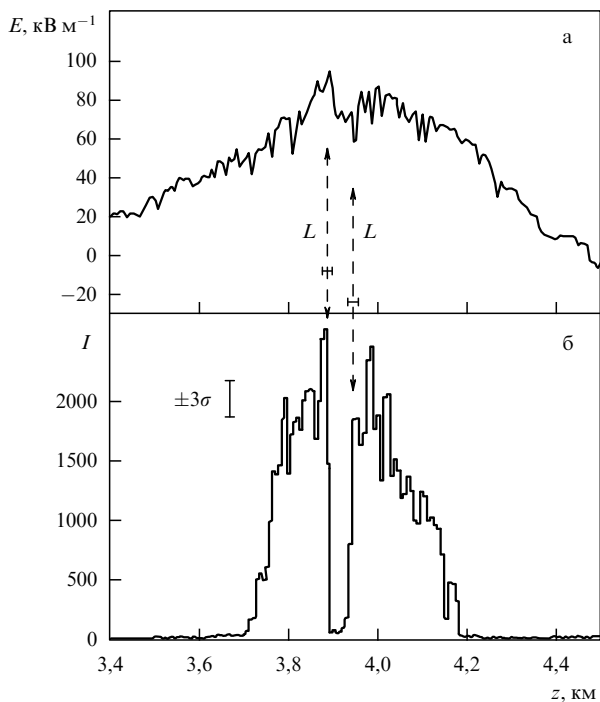


Рис. 16. Сопоставление зависимости измеренного на шарах-зондах электрического поля  $E$  от высоты  $z$  с критическим полем  $E_c(z)$  (63). Стрелки  $L$  фиксируют молнии.



**Рис. 17.** Электрическое поле  $E$  (а) и интенсивность рентгеновского излучения  $I$  (б) в зависимости от высоты  $z$  в период вспышки при  $3,7 \leq z < 4,2$  км. На высотах  $z < 3,7$  км и  $z > 4,2$  км — стандартный фон рентгеновского излучения.

деление грозовых полей в атмосфере. Это заставляет предположить, что основные электродинамические процессы в период грозы, а возможно, и генерация молниевых разрядов, тесно связаны с ПУЭ. Ниже приведены другие подтверждения существенного влияния ПУЭ на грозовые процессы.

### 7.2. Аномальные вспышки рентгеновского излучения

Экспериментально обнаружены сильные и достаточно длительные вспышки рентгеновского излучения в диапазоне энергий 30–120 кэВ. В наблюдениях, проведенных на самолетах [93] и шарах-зондах [94–96], интенсивность рентгеновского излучения за несколько секунд возрастала на 2–3 порядка в сравнении со стандартным фоном, определяемым космическими лучами. Пример приведен на рис. 17. Измерения проводились на шарезонде, поднимающемся вверх в грозовом облаке со скоростью  $5 \text{ м с}^{-1}$ . Видно, что общая длительность рентгеновской вспышки более 1 мин. Ее появление и сбросы интенсивности коррелируют с возникновением молний. В последнее время аналогичные вспышки рентгеновского излучения обнаружены также в измерениях на шарах-зондах на большой высоте (12 км) в зоне верхней границы грозовых облаков [97].

Вспышки рентгеновского излучения согласно теории [1] связаны с множественными микропробоями на убегающих электронах (МПУЭ), происходящими в обширных областях площадью порядка нескольких квадратных километров. А именно, поскольку грозовые облака имеют плоскостойкую структуру, то среднее электрическое поле в них близко по направлению к вертикали  $z$ ; если при этом выполнены условия (61), (63), то каждый вторичный электрон космических лучей генерирует в грозовом облаке лавину убегающих электронов. Число

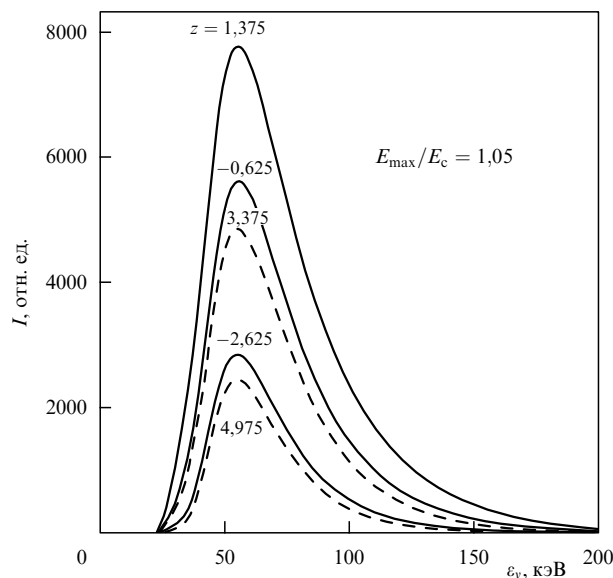
быстрых электронов при этом сильно возрастает. Этот процесс, называемый МПУЭ, и служит причиной наблюдаемой вспышки рентгеновского излучения.

Результаты расчетов [98] интенсивности и спектра рентгеновского излучения при МПУЭ представлены на рис. 18, из которого видно, что спектр удивительно стабилен и мало зависит от местоположения наблюдателя. Он имеет всегда ярко выраженный максимум в районе 50–60 кэВ и быстро спадает как в область малых энергий (за счет фотоионизации), так и в область больших энергий 100–150 кэВ (за счет комптоновских потерь). Что же касается пространственного распределения интенсивности рентгеновского излучения, то она достигает максимума в окрестности максимума электрического поля — сдвиг максимума рентгеновского излучения порядка 100–200 м в направлении движения электронов (см. рис. 18). Весьма важно, что вдали от максимума интенсивность рентгеновского излучения сильно спадает (см. рис. 18), и уже на расстоянии порядка 1–1,5 км от максимума электрического поля оно почти не отличимо от фона.

Из приведенных результатов расчета аномальных вспышек рентгеновского излучения, обусловленных МПУЭ, следует два важных для наблюдения вывода:

- 1) спектр имеет стандартный вид с характерным максимумом в области 50–60 кэВ;
- 2) интенсивное излучение можно наблюдать лишь в пределах 1–1,5 км по высоте от максимума электрического поля. Поскольку согласно многочисленным данным измерений значения  $|E| \sim E_c$  достигаются в грозовых облаках лишь на высотах  $z \geq 4$  км (см. рис. 16), то это означает, что рентгеновское излучение от МПУЭ реально можно наблюдать лишь при  $z \geq 2,5–3$  км.

Оба вывода подтверждаются данными наблюдений [93–97]. Следует отметить также, что согласно расчетам [98] заметное увеличение числа быстрых электронов и генерируемого ими рентгеновского излучения происхо-



**Рис. 18.** Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от энергии квантов  $\varepsilon_v$  для различных значений  $z$ . Высота  $z$  выражена в единицах  $l_a$  (9) (в облаках  $l_a \sim 70–100$  м) и отсчитывается от положения максимума электрического поля  $E_{\max}$  (58). Значение  $E_{\max}/E_c$  указано на рисунке.

дит уже в предпробойных условиях при приближении поля  $E$  к  $E_c$  (точнее при  $E > 0,95E_c$ ).

### 7.3. Аномальный рост проводимости

Проводимость атмосферы  $\sigma$  определяется ионизацией воздуха космическими лучами. При наличии облачности и осадков вблизи поверхности Земли (до 2 км высоты) существенный вклад вносит излучение радиоактивных элементов. В ясную погоду концентрация ионов порядка  $10^3 \text{ см}^{-3}$ , что соответствует времени релаксации электрического поля  $\tau_r = (4\pi\sigma)^{-1} \approx 400 \text{ с}$  (см. рис. 10). Проводимость  $\sigma \propto v_m^{-1}$  быстро увеличивается с высотой благодаря уменьшению числа соударений  $v_m$  из-за понижения концентрации молекул  $N_m$  (см. рис. 10). В облаках, напротив, проводимость может понизиться из-за прилипания зарядов к капелькам воды и аэрозолям [35].

При возникновении МПУЭ число энергичных электронов и соответственно число актов ионизации в слое толщиной порядка 100–500 м в окрестности максимума грозового поля сильно нарастает (см. рис. 9). Соответственно резко увеличивается и интенсивность рентгеновского излучения (см. рис. 18). Используя экспериментальные данные [94, 95] об увеличении интенсивности рентгеновского излучения ( $10^2$ – $10^3$ ) можно оценить число экспонент в реальных условиях в ускоряющем слое  $z \sim (5-6)l_a$  и таким образом определить количество быстрых электронов, генерируемых одной начальной частицей. Важно, однако, что согласно теории ПУЭ функция распределения быстрых электронов эффективно растет с уменьшением энергии электронов не только при  $\varepsilon > \varepsilon_c$  (4), но и в области малых энергий  $\varepsilon < \varepsilon_c$  (41) (см. рис. 4, 8). Все эти электроны, — как высокоэнергичные ( $\varepsilon > \varepsilon_c \sim 10^2 \text{ кэВ}$ ), так и достаточно низкоэнергичные (вплоть до максимума сечения ионизации  $\varepsilon \sim 0,1-1 \text{ кэВ}$ ), — вносят существенный вклад в ионизацию атмосферы. Благодаря этому интенсивность генерации свободных электронов  $Q_e$  в слое толщиной порядка  $l_a$  у границы области ПУЭ значительно возрастает:

$$Q_e = \frac{dN_e}{dt} = \int f(\varepsilon) d\varepsilon \approx Q_0 \exp\left(\frac{L}{l_a}\right) \ln^2 \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_i}. \quad (66)$$

Здесь  $Q_0$  — интенсивность генерации свободных электронов в атмосфере потоком космических лучей,  $L$  — размер области ПУЭ, т.е. области, где  $E(z) \geq E_c$ ,  $\varepsilon_i$  — средняя энергия ионизации молекулы воздуха. При интегрировании в (66) учтены выражения для функции распределения (41), (56).

Следует отметить, что все вновь рожденные электроны, имеющие вначале энергию несколько электрон-вольт, за очень короткое время  $\sim 10^{-8} \text{ с}$  ее теряют из-за неупругих взаимодействий с молекулами воздуха [31]. Кроме того, вследствие тройных соударений электроны быстро прилипают к молекулам  $O_2$  и  $H_2O$ , образуя отрицательные ионы [31]. Характерное время жизни свободного электрона на высотах грозовых облаков всего лишь порядка 70–100 нс [99, 100]. Таким образом, электроны достаточно быстро исчезают, но зато в возмущенном слое атмосферы нарастает плотность положительных  $N_i^+$  и отрицательных  $N_i^-$  ионов. Именно ионы и определяют повышение проводимости в области МПУЭ (хотя и электроны, как отмечается в [100], несмотря на их очень малое время жизни, могут внести свой вклад в рост проводимости).

Оценим величину вклада ионов. Рост концентрации ионов  $N_i^\pm$  в воздухе:

$$\frac{dN_i}{dt} = -\alpha_{ri} N_i^2 + Q_i. \quad (67)$$

Здесь  $Q_i$  — источник ионов, а  $\alpha_{ri}$  — коэффициент рекомбинации ионов ( $\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$ ), определяемый тройными столкновениями [31]:

$$\alpha_{ri} \approx 8 \times 10^{-6} \frac{N_m}{2,7 \times 10^{19}} \left(\frac{300}{T}\right)^{5/2}. \quad (68)$$

В обычных условиях, т.е. в отсутствие пробоя на убегающих электронах, полная ионизация космическими лучами дает  $Q_0 = 3 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Тогда из (67), (68) в стационарных условиях получаем

$$N_i \approx 10^3 \text{ см}^{-3}, \quad \sigma_i \approx 2 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \quad \tau \approx 400 \text{ с}.$$

Эти величины характерны для ясной погоды, их значения и широтная зависимость хорошо изучены [32–36].

В условиях МПУЭ ситуация резко меняется. Учитывая, что источник ионов  $Q_i = Q_e$  описывается формулой (66), находим

$$N_i \approx (5-8) \times 10^4 \text{ см}^{-3}, \quad \sigma_i \approx (2-3) \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}, \\ \tau \approx (4-6) \text{ с}.$$

Таким образом, в условиях МПУЭ в грозовом облаке за время в несколько десятков секунд концентрация ионов увеличивается на полтора-два порядка [100]. Возникает слой аномально высокой проводимости, что, естественно, должно сильно сказаться на электродинамических процессах в грозовом облаке.

Подчеркнем, что поскольку согласно расчетам [98] количество быстрых электронов изменяется во много раз при изменении отношения  $E/E_c$  всего на 10 % (см. рис. 9,  $0,9 \leq E/E_c \leq 1,1$ ), то в реальных условиях грозового облака столь же сильно может измениться концентрация ионов, а следовательно, и аномально высокая проводимость в слое, возникающая при  $E \approx E_c$ . Таким образом, приведенные оценки говорят лишь о "средней аномальной проводимости". Реальная же проводимость может иметь сильные флуктуации, в том числе пространственные флуктуации внутри слоя, отличающиеся от средней в несколько раз.

Отметим, что приведенную оценку роста проводимости следует рассматривать лишь как предварительную. В ней не учитывалось, например, ни поглощение свободных ионов каплями воды, частицами льда, аэрозолями в грозовом облаке, ни обратные процессы. Не исследовалась роль соударений быстрых электронов с теми же частицами и вся цепь изменений в происходящих в облаках сложных физико-химических процессах. Возможно, однако, что все эти процессы более медленные, чем МПУЭ.

Явление аномального роста проводимости при  $E > E_c$  было предсказано в [1] (оно названо в этой работе "быстрым переносом заряда"). Его реализация на опыте косвенным образом подтверждена в [99, 100] путем анализа данных наблюдений [94, 95].

### 7.4. Радиоинтерферометрические измерения

Обсудим кратко некоторые результаты радиоинтерферометрии в период грозовой активности, проводившейся

на частоте 274 МГц [99]. Интерферометр состоял из пяти антенн и позволял локализовать источник излучения на небесной полусфере с точностью порядка  $1^\circ$ , т.е. приблизительно в области размером 20–100 м в грозовом облаке. Высокое временное разрешение системы (менее 1 мс) позволяло детально исследовать не только развитие самого молниевых разряда, но и предшествующие ему процессы. Представленные в [101] данные показывают, что в течение 100–500 мс до появления первого импульса молниевых разряда имеет место активность в широкой зоне облаков масштаба километра или нескольких километров. Этот процесс можно представить как медленно дрейфующие множественные мелкие разрядные токи. Каждый всплеск излучения был локализован внутри области разрешения интерферометра (50 м), но центры областей излучения постоянно смещались. Активность нарастала вплоть до сильного всплеска излучения. В этот период интенсивность излучения вначале продолжала быстро нарастать, а затем, за время меньше 1 мс, резко падала. Одновременно происходило резкое уменьшение электрического поля, связанное, по-видимому, с первым ударом молнии. Такого типа процессы с характерным временем развития порядка 0,1–1 с предшествуют основному разряду, который содержит обычно несколько ударов молний как внутри облаков, так и на Землю.

### 7.5. Зарождение молнии

Разряд молнии, связанный с созданием высокопроводящего канала и собиранием электрического заряда грозового облака с площади 1–100 км<sup>2</sup> за время 1–10 с, представляет собой очень сложный процесс, изучавшийся в многочисленных исследованиях (см., например, монографии [58, 59, 35, 102]). Здесь мы отметим лишь некоторые новые моменты, связанные с ролью пробоя на убегающих электронах.

Это, во-первых, указанное выше аномальное увеличение проводимости, вызванное МПУЭ. Рост проводимости должен естественно способствовать процессу быстрого переноса электрического заряда, распределенного в облаке. Указанное повышение проводимости хотя и велико, но "в среднем" для собирания электрического заряда, видимо, недостаточно. Оно может, однако, значительно увеличиться за счет сильно неоднородной случайной структуры проводящей зоны, отмечавшейся выше. Последняя может способствовать образованию эффективных проводящих каналов. Возможно, что именно такой, обусловленный МПУЭ, "фрактальный" характер поведения проводимости в облачном слое перед первым разрядом молнии частично отражают радиоинтерферометрические наблюдения [101], описанные в предыдущем разделе. Отметим, что возможность возникновения фрактальной структуры проводимости в облаке, обусловленной мелкими разрядами обычного типа, обсуждается в работах [103, 38, 104, 105].

Быстрое изменение концентрации ионов, вызванное МПУЭ, должно привести не только к росту проводимости, но и к нарушению квазистационарного динамического баланса, определенного действием гравитационного и электрического полей, а также действием ветра на различные компоненты заряженных частиц (ионов, капель, льдинок, аэрозолей) в грозовом облаке. Нарушение динамического баланса вызывает быстрые нестационарные процессы, которые также могут способствовать

возникновению электрических разрядов. В [1] указано на возможность генерации в условиях МПУЭ "ступенчатого лидера", возникающего на начальной стадии развития молнии. Подробный расчет этого процесса проведен в [106].

Наконец, непосредственно к срыву квазистационарного состояния, вызывающему зарождение молнии, может приводить совместное действие ПУЭ и высокоэнергичной космической частицы (с энергией  $\varepsilon \geq 10^{15} - 10^{16}$  эВ), генерирующей широкий атмосферный ливень (ШАЛ), содержащий  $10^6 - 10^7$  вторичных электронов. Согласно теории [107] этот процесс может мгновенно (в течение микросекунд) создать локальную, сильно вытянутую, высокоионизированную область, в которой выполняются условия для возникновения стримера, что и может послужить затравкой молнии. Появление высокоэнергичного излучения на начальной стадии молниевых разрядов зарегистрировано в [122, 123].

В целом, можно предполагать, что наблюдаемая по величине электрического поля (см. рис. 16) и вспышкам интенсивности рентгеновского излучения (см. рис. 17) корреляция между молниями и пробоем на убегающих электронах физически обоснована и отражает реальное влияние ПУЭ и вызванных им процессов на генерацию молний. Однако в настоящее время исследование этой проблемы находится на самой начальной стадии.

## 8. Космические лучи и электродинамические процессы в атмосфере Земли

На возможность взаимного влияния космических лучей и электродинамических процессов в атмосфере впервые указал Вильсон [14]. Это, во-первых, дополнительное увеличение энергии космических частиц под воздействием электрических полей в грозовых облаках. Эффект, предсказанный Вильсоном, неоднократно исследовался и получил некоторое подтверждение в эксперименте [108–118]. Во-вторых, именно космические частицы определяют ионизацию, а следовательно, проводимость и электрические токи в атмосфере Земли. Эти явления не только подтверждены на опыте, но и подробно изучены, в том числе высотная и широтная зависимость ионизации атмосферы космическими лучами [32–36].

С открытием пробоя на убегающих электронах ситуация существенно изменилась. Связь космических лучей с электрическими явлениями оказалась гораздо более глубокой. Выяснилось, что они существенно воздействуют на состояние грозовых облаков и, по-видимому, сильно влияют как на обычные грозовые разряды, так и на новые виды гигантских атмосферных разрядов между облаками и ионосферой ("Спрайт"). Возможно, при этом важную роль играет не только основная масса космических частиц, но и отдельные высокоэнергичные частицы ( $\varepsilon \sim 10^{14} - 10^{16}$  эВ), вызывающие широкие атмосферные ливни космических лучей. Вместе с тем наблюдается и обратный эффект влияния грозовых электрических полей на космические лучи, выражающийся в сильном локальном увеличении числа электронов не очень высокой энергии ( $\varepsilon \leq 10^6$  эВ), а также резком усилении рентгеновского и  $\gamma$ -излучения.

Возникает представление о более тесной связи электрических явлений в грозовой атмосфере с космическими

лучами. Это означает, что необходимо их совместное, комплексное изучение. Такие работы уже начаты на станции космических лучей ФИАН. Станция расположена в горах Тянь-Шаня на высоте 3340 м [119]. Кроме существующей на станции уникальной аппаратуры для исследования широких атмосферных ливней, она дополнительно оснащена системой счетчиков, антенн и звуковых детекторов для фиксации рентгеновского излучения ПУЭ и молний. Первые исследования в грозовой период, проведенные осенью 1999 г., позволили выделить вспышки рентгеновского излучения длительностью порядка 2–5 мин, фиксирующие ПУЭ (рис. 19) [120]. По основным характеристикам — энергии квантов и интенсивности потока фотонов — эти вспышки вполне аналогичны наблюдавшимся ранее на шарах-зондах [94–96]. Вспышки во всех пунктах наблюдения, т.е. на расстоянии порядка 500 м, высококоррелированы, и, следовательно, наблюдаемое рентгеновское излучение исходит одновременно из протяженной пространственной области, что также характерно для ПУЭ в грозовом облаке. Дальнейшие измерения предполагают одновременное наблюдение ШАЛ и рентгеновского излучения ПУЭ, нейтронного излучения у поверхности Земли, радио- и звукового излучения молний. Отметим также, что возобновились исследования влияния гроз на космические лучи в Баксанской нейтринной лаборатории [109]. Впоследствии предполагается, кроме того, систематическое измерение электрического поля у поверхности Земли, что позволит точно фиксировать молниевые разряды, а также широкое развитие радионаблюдений, включая радиоинтерферометрию на различных частотах, радиоисследования нижней ионосферы. Возможно, также, что будут использованы привязные шары-зонды для проведения измерений непосредственно в грозовых облаках. Развертывание целого комплекса измерительной аппаратуры, локализованной в одном месте, поможет одно-

временно получать разнообразные данные о космических лучах и процессах в грозовом облаке и тем самым позволит существенно продвинуть представления об их взаимосвязи и физической природе.

Отметим важное преимущество высокогорных станций. Как указывалось выше, эффективное наблюдение рентгеновского излучения, ПУЭ возможно только на достаточно больших высотах ( $z \geq 3$  км). Причина этого заключается в том, что грозовые облака и связанное с ними сильное электрическое поле расположены в основном на высотах  $z \sim 4-8$  км, а кванты рентгеновского излучения могут распространяться в атмосфере на этих высотах лишь на расстояния порядка 1 км или меньше.

## 9. Лабораторный эксперимент

Несомненный интерес представляет исследование ПУЭ в лабораторных условиях. Однако выполнить такой эксперимент чрезвычайно сложно. Если говорить о пробое в газах, основную трудность представляет масштабное условие (61). Например, в воздухе при давлении  $p \sim 1$  атм длина  $l_a \sim 50$  м.

Для преодоления этой трудности в [121] использовались циклотронный резонанс и магнитное удержание. Ускорение электрона под действием переменного электрического поля  $E = E_0 \cos \omega t$  в условиях циклотронного резонанса

$$\omega = \omega_B = \frac{eB}{mc} \quad (69)$$

вполне подобно ускорению постоянным полем. Имеется, однако, и существенное различие. Во-первых, вследствие релятивистского эффекта масса электрона увеличивается с ростом его энергии ( $m \sim \varepsilon \sim \gamma - 1$ ), что приводит к расстройке резонанса (69). Во-вторых, для удержания электронов необходимо использовать магнитную ловушку с нарастающим к краю магнитным полем (магнитная пробка), что также нарушает резонансное условие (69).

Соответствующий эксперимент осуществлен в [121]. В ловушке с магнитным полем  $B \sim 1-3$  кГс создается переменное электрическое поле с частотой 2,45 ГГц. При достижении определенной амплитуды электрического поля наблюдаются лавинообразный рост числа ускоренных электронов, интенсивное рентгеновское излучение (в диапазоне 100–300 кэВ) (рис. 20). Излучение сопровождается быстрым поглощением энергии электромагнитной волны и после определенного запаздывания — возбуждением второй циклотронной гармоники и сильного оптического излучения (см. рис. 20). Следовательно, энергия от поля поглощается вначале быстрыми электронами, а затем уже передается медленным. Таким образом, несмотря на указанные особенности циклотронного резонанса, основной механизм ПУЭ, связанный с ускорением электронов и возникновением потока убегающих частиц, сохраняется.

Проведенные лабораторные исследования подтвердили принципиальную возможность осуществления пробы на убегающих электронах.

Пробой на убегающих электронах может быть, в принципе, осуществлен и в плотных веществах. Характерная длина лавины убегающих электронов здесь  $l_a \sim 0,1-10$  см. Поэтому трудности, связанные с габари-

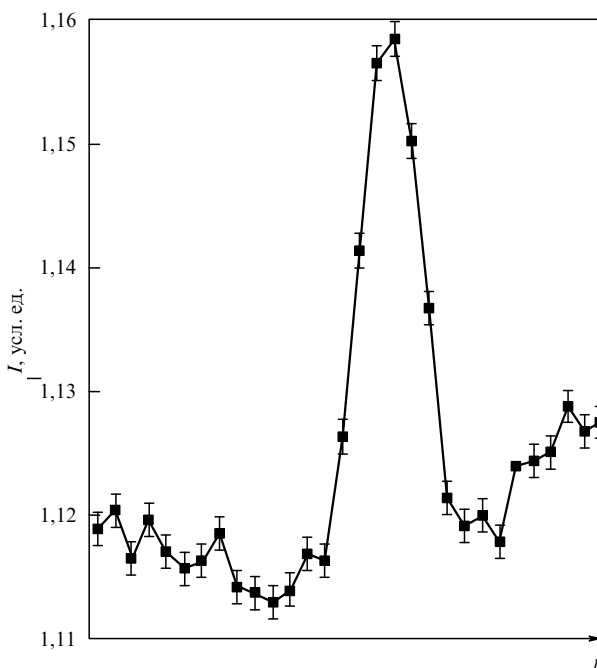
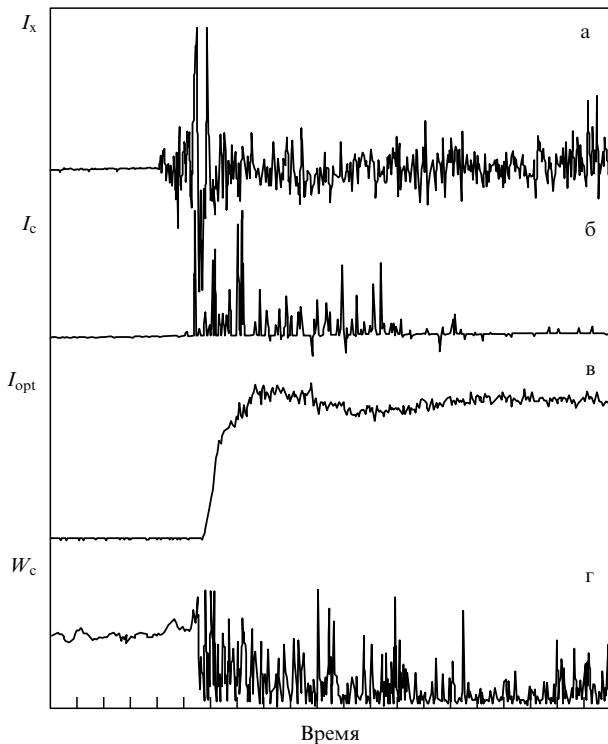


Рис. 19. Интенсивность рентгеновского излучения в период ПУЭ, каждая точка соответствует усреднению данных за 1 мин.



**Рис. 20.** Циклотронный пробой на убегающих электронах в магнитной ловушке. Зависимость от времени (одно деление — 20 мс): (а) интенсивность рентгеновского излучения с энергией  $\epsilon_\nu > 100$  кэВ (отрицательные импульсы — результат превышения потоком квантов временного разрешения спектрометра); (б) интенсивность второй циклотронной гармоники; (в) интенсивность оптического излучения; (г) мощность циклотронной волны  $f = 2,45$  МГц после прохождения через камеру.

тами установки, отсутствуют. Основной проблемой здесь является создание достаточно сильных электрических полей.

## 10. Заключение

Подводя итог, можно заключить, что пробой на убегающих электронах — новое физическое явление, предсказанное в 1992 г., к настоящему времени уже подробно изучено теоретически и существенно использовано для истолкования важных явлений, наблюдаемых в грозовой атмосфере. Им, по-видимому, определяются гигантские высотные разряды, аномальные вспышки рентгеновского излучения, мощные всплески  $\gamma$ -излучения и др. Одним из основных факторов, определяющих возможность возникновения пробоя на убегающих электронах в атмосфере, служат космические лучи. Поэтому в указанных новых эффектах проявляется глубокая связь космических лучей с грозовыми процессами в атмосфере.

Вместе с тем, нельзя не отметить, что в лабораторном исследовании пробоя на убегающих электронах сделаны лишь первые шаги. Осуществление и использование этого явления как в газообразных, так и, особенно, в плотных средах может иметь весьма интересные перспективы. Нужно надеяться, что необходимые усилия в этом направлении будут предприняты.

Авторы выражают благодарность В.Л. Гинзбургу за внимание к работе, Р. Расселу-Дюпре за многочисленные и полезные обсуждения, Г.М. Милиху, К.Ф. Сергичеву и

А.П. Чубенко за плодотворное сотрудничество. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 00-15-96594л), МНТЦ и EOARD (SPC 00-4040).

## Список литературы

- Gurevich A V, Milikh G A, Roussel-Dupre R *Phys. Lett. A* **165** 463 (1992)
- Месяц Г А, Королев Ю Д *Физика импульсного пробоя газов* (М.: Наука, 1991)
- Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992)
- Энгель А, Штенбек М *Физика и техника электрического разряда в газах* Т. I, II (М.-Л.: ОНТИ, 1935)
- Леб Л *Основные процессы электрических разрядов в газах* (М.-Л.: Гостехиздат, 1950)
- Грановский В Л *Электрический ток в газах* (М.-Л.: ГИТТЛ, 1952)
- Мик Д, Крбс Д *Электрический пробой в газах* (М.: ИЛ, 1960)
- Harvey A F *Microwave Engineering* (London: Acad. Press, 1963)
- Bethe H A *Ann. Phys. (Leipzig)* **5** 325 (1930)
- Гуревич А В *ЖЭТФ* **39** 1296 (1960)
- Параил В В, Погуце О П, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 11 (М.: Энергоиздат, 1982) с. 5
- Кноерфел S, Spong E *Nucl. Fusion* **19** 785 (1979)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982)
- Wilson C T R *Proc. R. Soc. London* **37** 32D (1925)
- Бабич Л П, Лойко Т В, Цукерман В А *УФН* **160** (7) 49 (1990)
- Gurevich A V, Milikh G M, Roussel-Dupre R A *Phys. Lett. A* **187** 197 (1994)
- Roussel-Dupre R A et al. *Phys. Rev. E* **49** 2257 (1994)
- Lehtinen N G et al. *Geophys. Res. Lett.* **24** 2639 (1997)
- Бабич Л П, Куцик И М *ТВТ* **33** 191 (1995)
- Symbalysty E et al. *EOS Trans. AGU* **78** 4760 (1997)
- Babich L P et al. *Phys. Lett. A* **245** 460 (1998)
- Gurevich A V et al. *Radio Sci.* **31** 1541 (1996)
- Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Lett. A* **237** 240 (1998); **243** 362 (1998)
- Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **275** 101 (2000)
- Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Релятивистская квантовая теория* Т. 1 (М.: Наука, 1968)
- Ландау Л Д *ЖЭТФ* **7** 203 (1937)
- Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика* (М.: Наука, 1948)
- Bethe H A, Ashkin J, in *Experimental Nuclear Physics* Vol. 1 (Ed. E Segre) (New York: Wiley, 1953) p. 277
- Мак-Доналд А *Сверхвысокочастотный пробой в газах* (М.: Мир, 1969)
- Gurevich A V, Borisov N D, Milikh G M *Physics of Microwave Discharges* (Amsterdam: Gordon and Breach, 1997)
- Bazilevskaya G A, Svirzhevskaya A K *Space Sci. Rev.* **85** 431 (1988)
- Fulks J, Meyer P J *Geophys.* **40** 751 (1974)
- Daniel R R, Stephens S A *Rev. Geophys. Space Sci.* **12** 223 (1974)
- MacGorman D R, Rust W D *The Electrical Nature of Storms* (New York: Oxford Univ. Press, 1998)
- Ermakov V I et al. *J. Geophys. Res.* **102** 23413 (1997)
- Трахтенгерц В Ю, Мареев Е А, Сорокин А Е *Иzv. вузов. Радиофизика* **40** 123 (1997)
- Иудин Д Н, Трахтенгерц В Ю, Препринт ИПФ РАН № 482 (М.: ИПФ РАН, 1998)
- Everett J D, Everett W H *Nature* **68** 599 (1903)
- Boys C V *Nature* **118** 749 (1926)
- Malan D C R. *Acad. Sci.* **205** 812 (1937)
- Wilson C T R *Proc. R. Soc. London* **236** 297 (1956)
- Gales D M *Weatherwise* **35** 72 (1982)
- Vaughan O H, Vonnegut B J *Geophys. Res.* **94** 13179 (1989)
- Fisher J R *Wether* **45** 451 (1990)
- Franz R C, Nemzek R J, Winckler J R *Science* **249** 48 (1990)
- Boeck W L, Vaughan O H, Blakeslee R *EOS. Trans. AGU* **72** 171 (1990)

48. Winckler J R, Franz R C, Nemzek R J *J. Geophys. Res.* **98** 8775 (1993)
49. Vaughan O H (Jr.) et al. *Month. Weather Rev.* **120** 1459 (1992)
50. Lyons W A *Geophys. Res. Lett.* **21** 875 (1994)
51. Sentman D D, Wescott E M *Geophys. Res. Lett.* **20** 2857 (1993)
52. Sentman D D et al. *Geophys. Res. Lett.* **22** 1205 (1995); Wescott E M et al. *Geophys. Res. Lett.* **22** 1209 (1995)
53. Boeck W L et al. *J. Geophys. Res.* **100** (D1) 1465 (1995)
54. Winckler J R et al. *J. Geophys. Res.* **101** 6997 (1996)
55. Voccipio D J et al. *Science* **269** 1088 (1995)
56. Wescott E M et al., Preprint (University of Alaska, 1997)
57. Rairden R L, Mende S B *Geophys. Res. Lett.* **22** 3465 (1995)
58. Uman M A *The Lightning Discharge* (Orlando: Acad. Press, 1987)
59. Именитов И Н, Чубарина Е Б, Шварц Я М *Электричество облаков* (Л.: Гидрометеониздат, 1971)
60. Inan U S, Knifsend F A, Oh J J *Geophys. Res.* **95** 17217 (1990)
61. Inan U S, AGARD Report (1995)
62. Sampath H T, Inan U S, Johnson M P J *Geophys. Res.* **105** 183 (2000)
63. Roussel-Dupre R, Gurevich A V *J. Geophys. Res.* **101** 2297 (1996)
64. Pasko V P, Inan U S, Bell T F *Geophys. Res. Lett.* **23** 649 (1996)
65. Taranenko Y, Roussel-Dupre R *Geophys. Res. Lett.* **23** 571 (1996)
66. Bell T F, Pasko V P, Inan U S *Geophys. Res. Lett.* **22** 2127 (1995)
67. Symbalysty E M D, Roussel-Dupré R A, Yukhimuk V A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1575 (1998)
68. Roussel-Dupre R et al. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* **60** 917 (1998)
69. Yukhimuk V et al. *J. Geophys. Res.* **103** 11473 (1998)
70. Yukhimuk V, Roussel-Dupré R, Symbalysty E M D *Geophys. Res. Lett.* **26** 679 (1999)
71. Pasko V P, Inan U S, Bell T F *Geophys. Res. Lett.* **25** 2123 (1998)
72. Lehtinen V, Bell T, Inan U S *J. Geophys. Res.* **104** 24699 (1999)
73. Yukhimuk V et al. *Geophys. Res. Lett.* **25** 3289 (1998)
74. Barrington-Leigh C et al. *Geophys. Res. Lett.* **26** 3605 (1999)
75. Davidson G, O'Neil R J. *Chem. Phys.* **41** 3946 (1964)
76. Hartman K B *Planet. Space Sci.* **16** 1315 (1968)
77. Mitchell K B *J. Chem. Phys.* **53** 1795 (1970)
78. Milikh G M, Papadopoulos K, Chang C L *Geophys. Res. Lett.* **22** 85 (1995)
79. Valdivia J A, Milikh G, Papadopoulos K *Geophys. Res. Lett.* **24** 3169 (1997)
80. Nunn D, Rodger C *Geophys. Res. Lett.* **26** 3293 (1999)
81. Pasko V P, Inan U S, Bell T F *Geophys. Res. Lett.* **23** 649 (1996)
82. Pasko V P, Inan U S, Bell T F *Geophys. Res. Lett.* **23** 301 (1996)
83. Sukhorukov A I, Rudenchik E A, Stubbe P *Geophys. Res. Lett.* **23** 2911 (1996)
84. Veronis G, Pasko V, Inan U *J. Geophys. Res.* **104** 12645 (1999)
85. Suszcynsky D M et al. *J. Geophys. Res.* **104** 31361 (1999)
86. Symbalysty E M D et al. *Icarus* **148** 65 (2000)
87. Fishman G J et al. *Science* **264** 1313 (1994)
88. Nemiroff R J, Bonnell J T, Norris J P *J. Geophys. Res.* **102** 9659 (1997)
89. Lehtinen N G et al. *Geophys. Res. Lett.* **23** 2645 (1996)
90. Lehtinen N G et al. *Geophys. Res. Lett.* **27** 1095 (2000)
91. Marshall T, McCarthy M, Rust W J. *Geophys. Res.* **100** 7097 (1996)
92. Marshall T, Rust W, Stolzenberg H J. *Geophys. Res.* **100** 1001 (1996)
93. McCarthy M, Parks G *Geophys. Res. Lett.* **12** 393 (1985)
94. Eack K B et al. *J. Geophys. Res.* **101** 29637 (1996)
95. Eack K B *Rev. Sci. Instrum.* **67** 2005 (1996)
96. Eack K B et al. *Geophys. Res. Lett.* **23** 2915 (1996)
97. Eack K B et al. *Geophys. Res. Lett.* **27** 185 (2000)
98. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **282** 180 (2001)
99. Gurevich A V, Milikh G M, Valdivia J A *Phys. Lett. A* **231** 402 (1997)
100. Gurevich A V, Milikh G M *Phys. Lett. A* **262** 457 (1999)
101. Rhodes C T et al. *J. Geophys. Res.* **99** 13059 (1994); Mazur V, Krehbiel P R, Shao X-M *J. Geophys. Res.* **100** 25731 (1995)
102. Райзер Ю П, Базелян Э М *Искровой разряд* (М.: Наука, 1997); Базелян Э М, Райзер Ю П *УФН* **170** 753 (2000)
103. Valdivia J A, Milikh G M, Papadopoulos K *Geophys. Res. Lett.* **24** 3169 (1997)
104. Valdivia J A, Milikh G M, Papadopoulos K *Radio Sci.* **33** 1655 (1998)
105. Иудин Д И, Коровкин Н Б, Трахтенгерц В Ю, в кн. *Труды VI Всероссийской конференции* (Нижегород, 2000) с. 7
106. Russel-Dupre R et al., Report AGU Meeting, December 2000
107. Gurevich A V, Roussel-Dupre R, Zybin K P *Phys. Lett. A* **254** 79 (1999)
108. Schouland B *Proc. R. Soc. London Ser. A* **130** 37 (1930)
109. Алексеев В В, Сборщиков В Г, Чудаков А Е *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **48** 2152 (1984)
110. Halliday E C *Proc. Camb. Philos. Soc.* **30** 206 (1934)
111. Appelton E, Bowen E *Nature* **132** 965 (1933)
112. Clay J, Jongen H, Aarts A *Physica* **28** 801 (1952)
113. Hill R J. *Geophys. Res.* **68** 6261 (1963)
114. Shaw G J. *Geophys. Res.* **72** 4623 (1967)
115. Whitmire D *Lett. Nuovo Cimento* **26** 497 (1979)
116. Angelo N D *Ann. Geophys. B* **5** 119 (1987)
117. Suszcynsky D M, Roussel-Dupre R, Shaw G J. *Geophys. Res.* **101** 23505 (1996)
118. Brunetti M et al. *Geophys. Res. Lett.* **27** 1599 (2000)
119. Абраштитов С и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **50** 2203 (1986)
120. Chubenko A P et al. *Phys. Lett. A* **275** 90 (2000)
121. Gurevich A V *Phys. Lett. A* **260** 269 (1999)
122. Eack K B et al. *Geophys. Res. Lett.* (2001) (in press)
123. Alexeenko V V et al., in *Proc. ICRC 2001; Copernicus Gessellschaft* 1 (2001)

### Runaway breakdown and electric discharges in thunderstorms

A.V. Gurevich, K.P. Zybin

*P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences*

*Leninskiĭ prosp. 53, 117924 Moscow, Russian Federation*

*Tel. (7-095) 132-61 71*

*E-mail: alex@lpi.ru; zybin@lpi.ru*

The review concerns the theory of the avalanche of high energy (0.1–1 MeV) electrons in a neutral material, a newly discovered phenomenon known as runaway breakdown (RB). At ambient conditions RB takes place at electric fields an order of magnitude weaker than those needed for a conventional breakdown in air. Experimental work of the past few years has shown that RB determines the maximum electric field strength in thunderclouds and is behind a variety of phenomena newly observed in thunderstorm atmosphere, such as giant high-altitude discharges between thunderclouds and the ionosphere, anomalous gamma-ray bursts, intensive X-ray radiation, etc. These phenomena are becoming increasingly active areas of study. The necessary condition for the occurrence of runaway avalanche is the existence of high energy seed electrons. In the atmosphere, these are the cosmic ray secondary electrons. Therefore the observed effects reflect close relationship between cosmic rays and electrodynamic processes in a thunderstorm atmosphere. First laboratory results on RB are also presented. Further studies in this area may be of interest for heavy-current electronics.

PACS numbers: **52.80**–s, 52.80.Mg, 92.60.Pw

Bibliography — 123 references

*Received 26 January 2001, revised 26 June 2001*