

Ускоренные электроны и жесткое рентгеновское излучение в солнечных вспышках

Грицык П.А., Сомов Б.В.

Докладчик: Леденцов Л.С.

Москва, 2012 г.

Цель работы

- Получение точных аналитических решений задачи о нетепловых электронах в модели толстой мишени с обратным током
- Расчет спектра и поляризации жесткого рентгеновского излучения
- Сравнение полученного решения с решением для классической модели толстой мишени

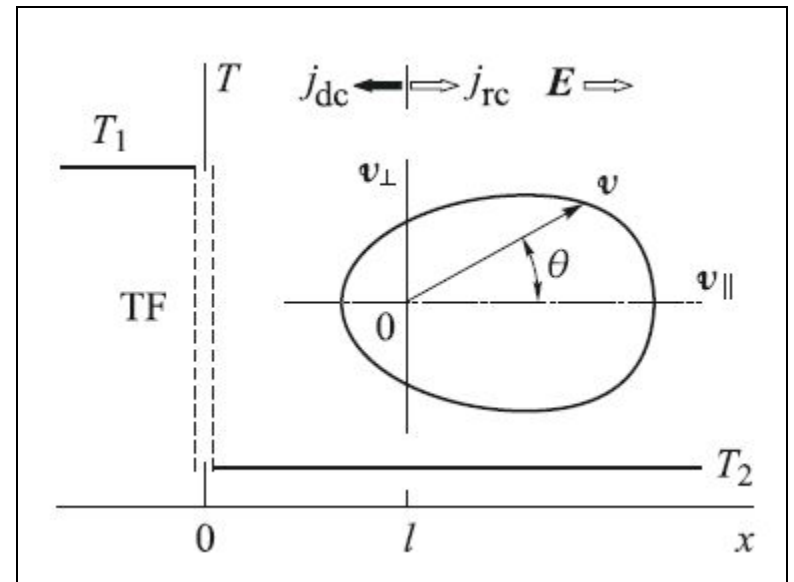
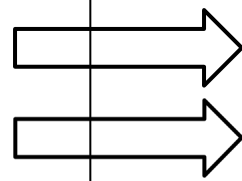
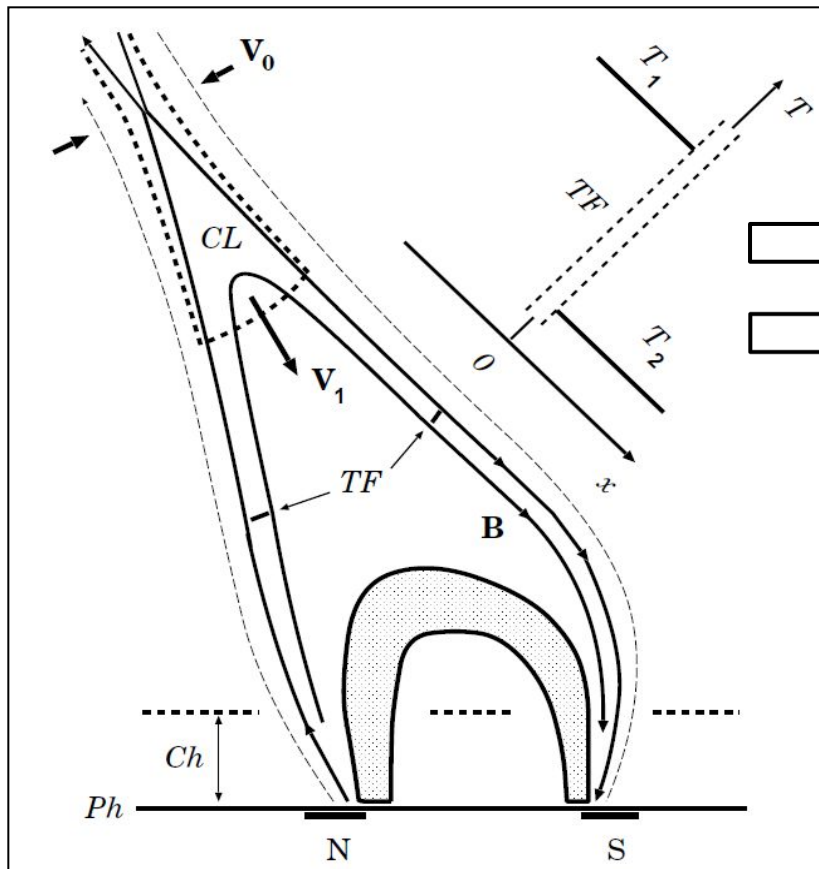
Задачи

- Получить функцию распределения ускоренных электронов
- Рассчитать спектр и поляризацию жесткого рентгеновского излучения
- Оценить роль обратного тока, сравнив полученное решение с классическим, не учитывающим этот эффект

Методы

- Для решения поставленных задач в работе применяется аналитический подход
- Численные расчеты в минимальном объеме применялись для расчета поляризации и спектров излучения
- Для упрощения расчетов сделан ряд предположений

Общая постановка задачи



Главные предположения

- Внешнее магнитное поле однородное
- Процесс инжекции стационарный, распределение электронов в мишени установившееся
- Не рассматриваются тепловые и гидродинамические явления, связанные с нагревом электронным пучком
- Распределения концентрации и температуры в мишени однородные
- Обратный ток создается тепловыми электронами холодной плазмы

Поведение функции распределения электронов в мишени

будем описывать кинетическим уравнением с интегралом

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial f}{\partial r_\alpha} + \frac{q}{m} \left\{ E_\alpha + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_0)]_\alpha \right\} \frac{\partial f}{\partial v_\alpha} = - \frac{\partial}{\partial v_\alpha} J_\alpha$$

Введем безразмерные переменные:

$$\mu = \cos \theta$$

$$\varepsilon = \frac{kT_0 E}{2\pi n_1 e^3 \ln \Lambda}$$

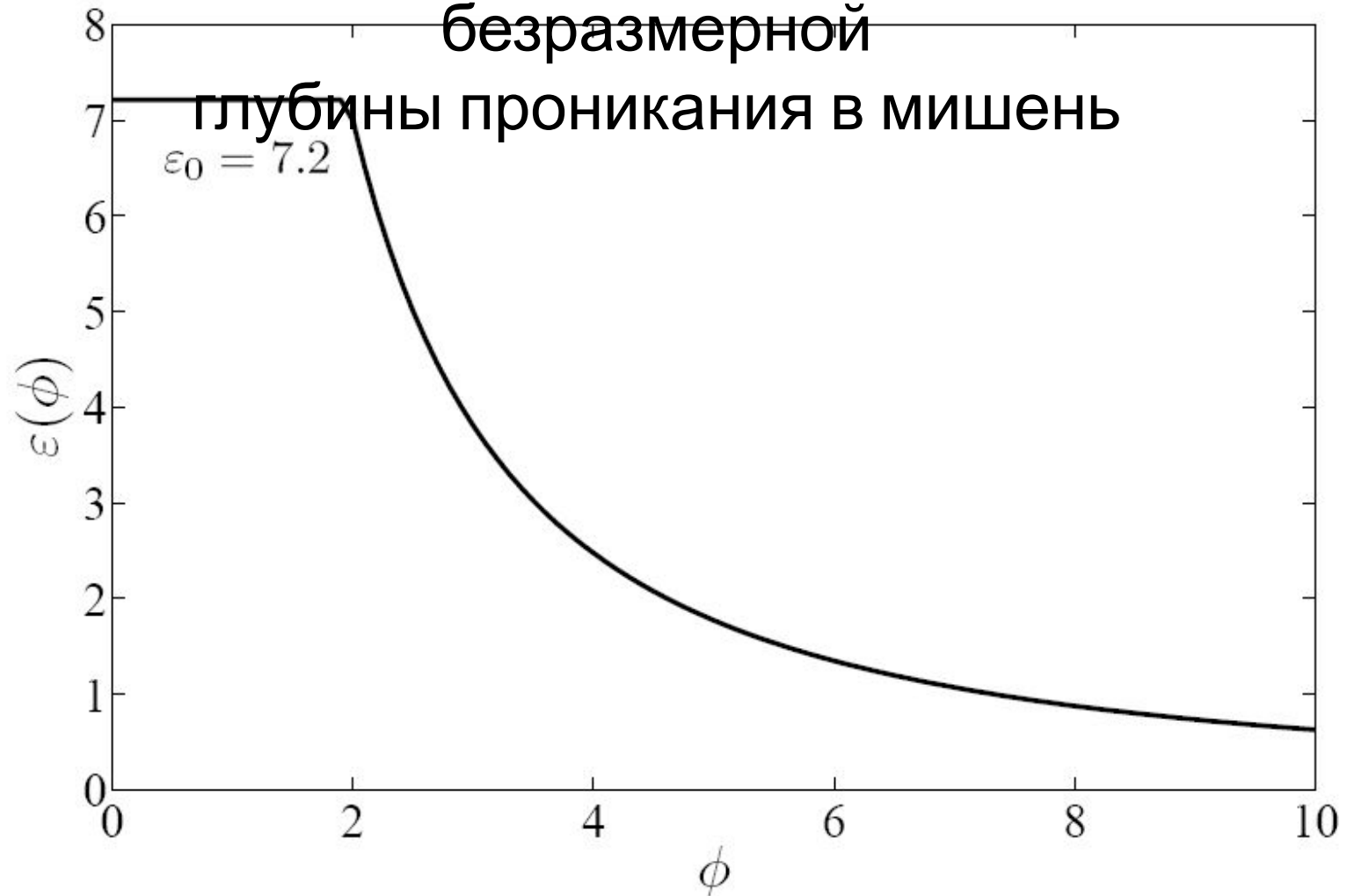
$$z = mv^2 / 2kT_0$$

$$s = \frac{\pi e^4 \ln \Lambda}{(kT_0)^2} \int_0^l n_1(l') dl'$$

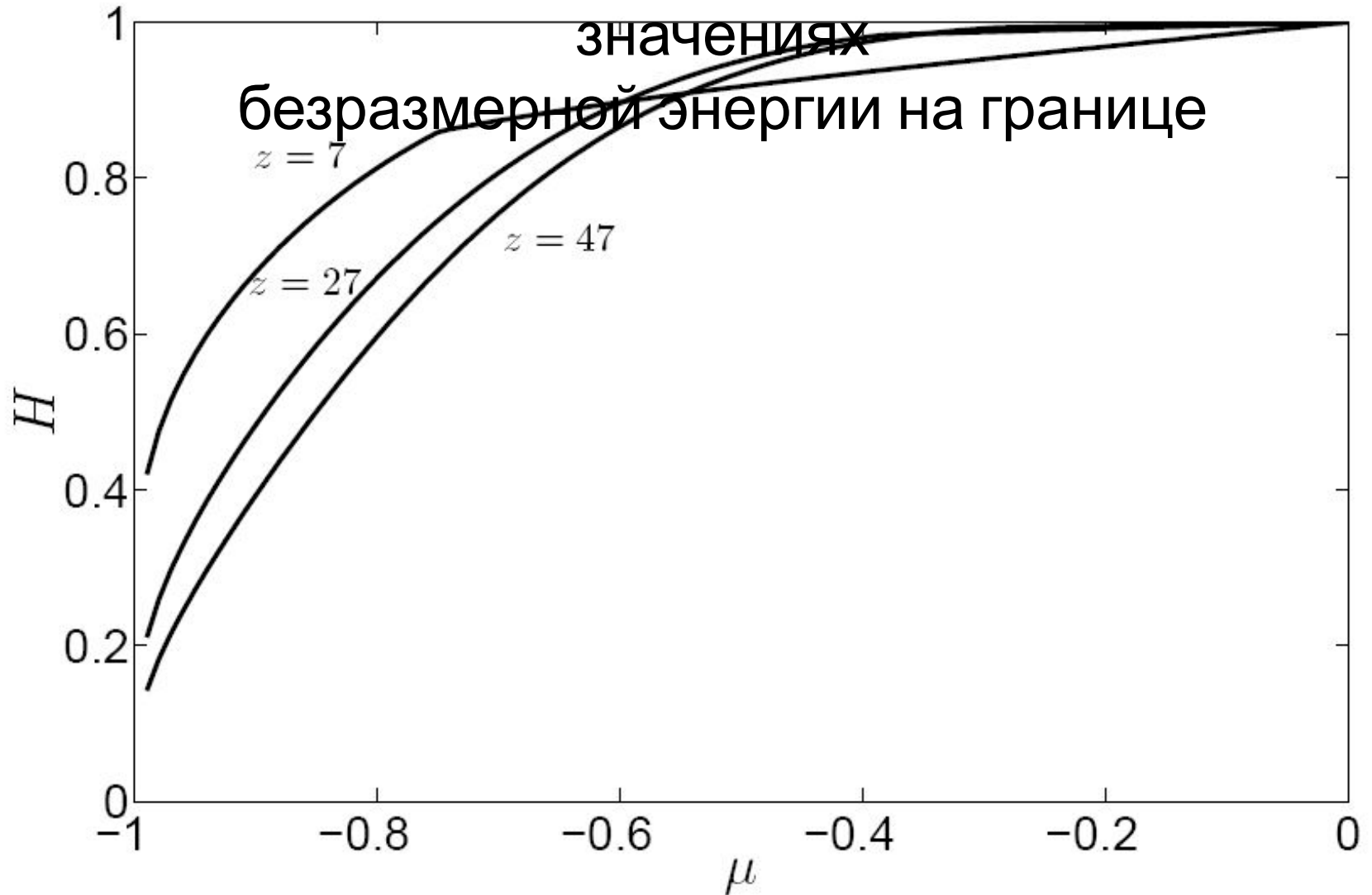
В новых безразмерных переменных
уравнение
принимает вид:

$$\begin{aligned} & \mu z^2 \frac{\partial f}{\partial s} - 2\varepsilon \mu z^2 \frac{\partial f}{\partial z} - \varepsilon z(1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} = \\ & = z \frac{\partial f}{\partial z} + \tau z \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \end{aligned}$$

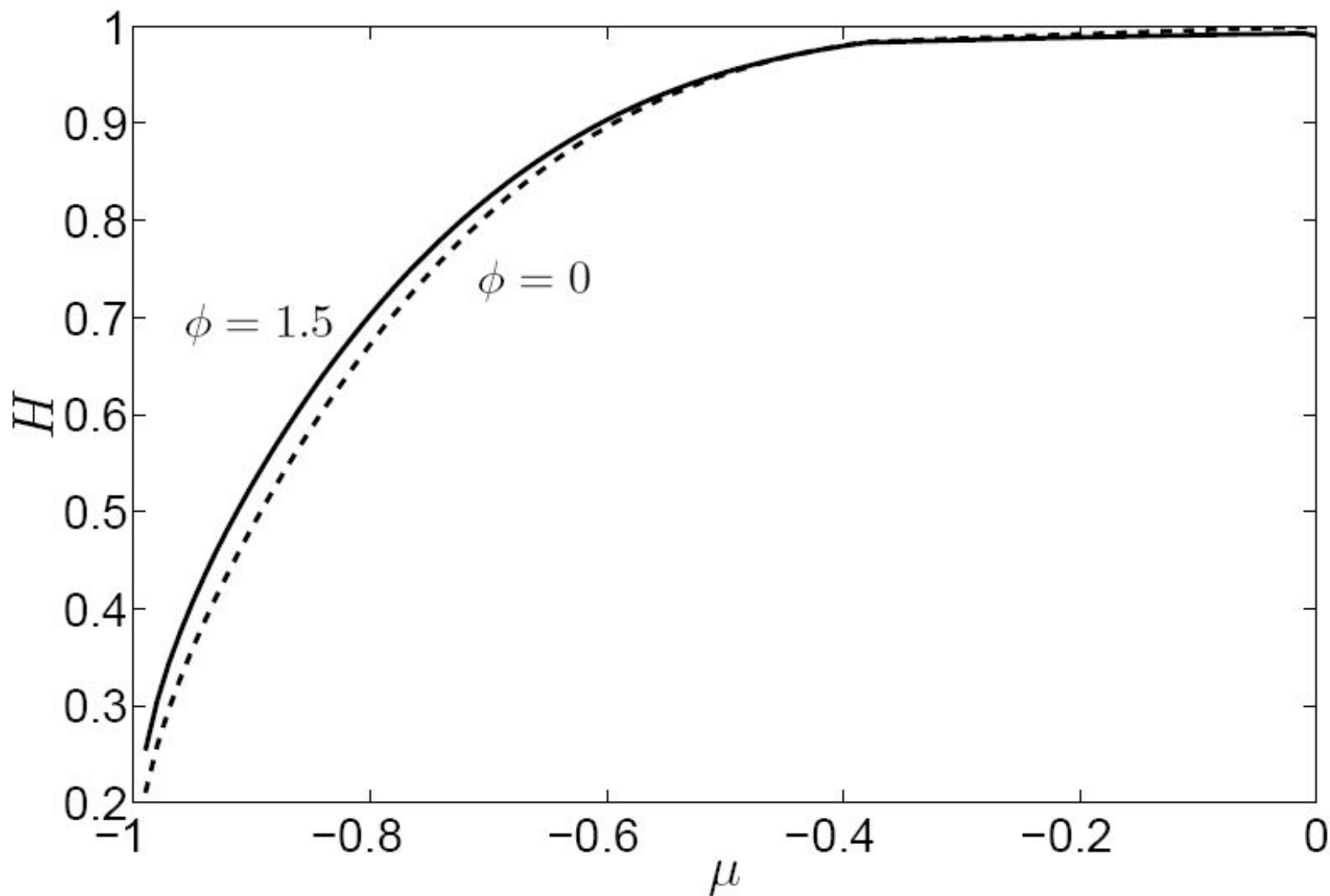
Зависимость величины
безразмерного
поля обратного тока от
безразмерной



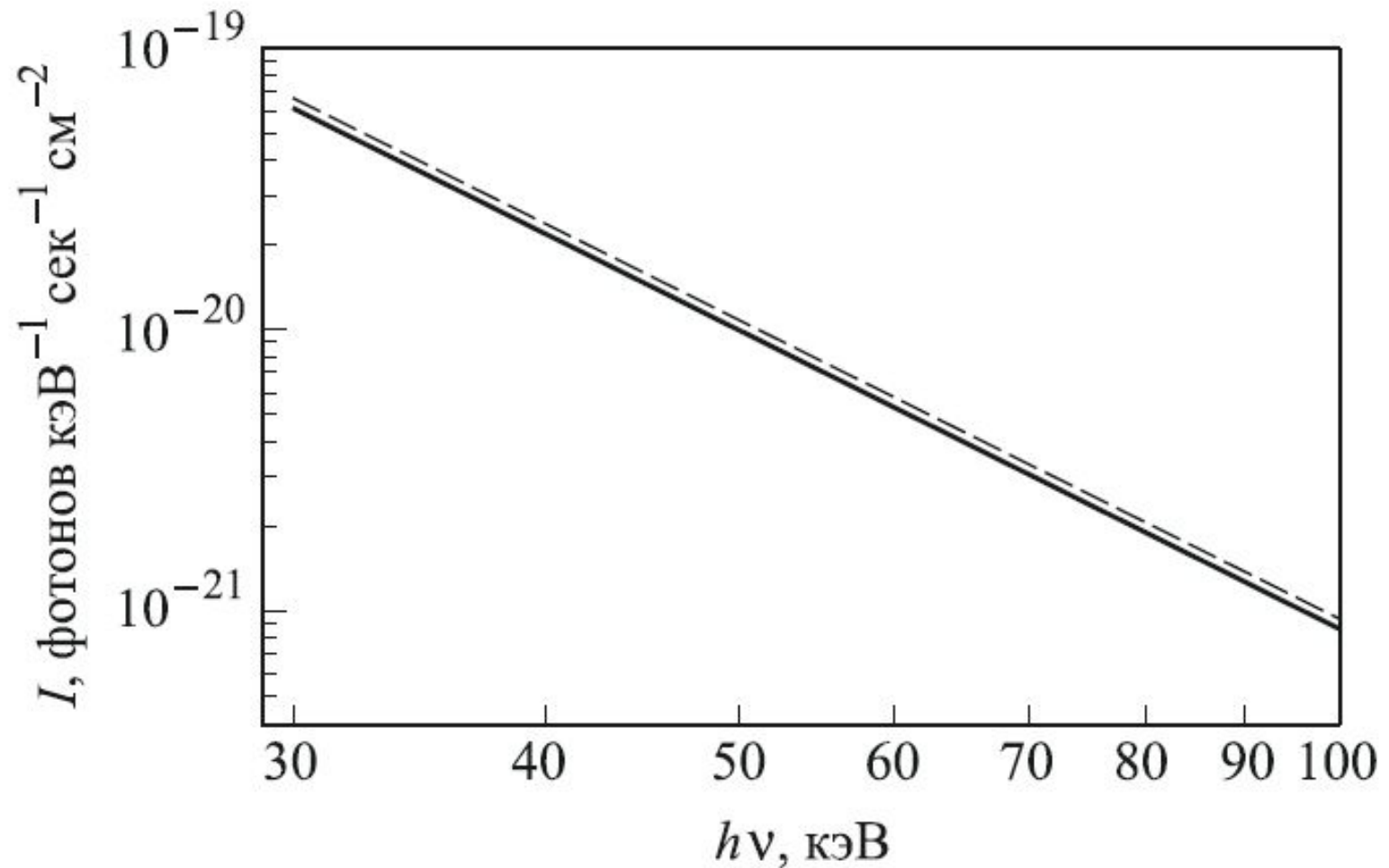
Угловое распределение быстрых
частиц,
летящих назад, при различных



Угловое распределение быстрых частиц,
летающих назад, на различных глубинах при
безразмерной энергии $z = 27$

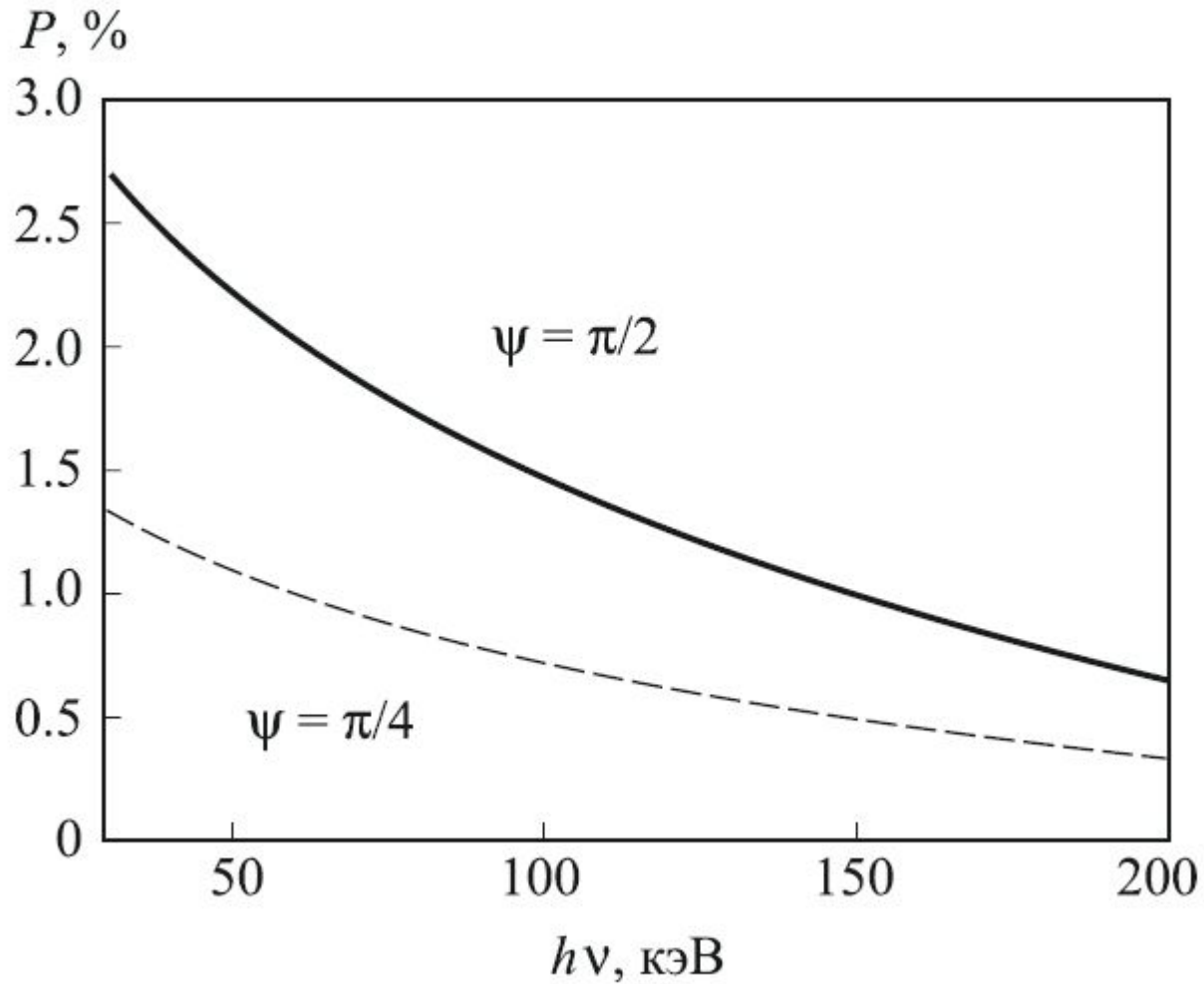


Спектр жесткого рентгеновского излучения
вблизи границы при различных значениях угла
 ψ в логарифмических координатах



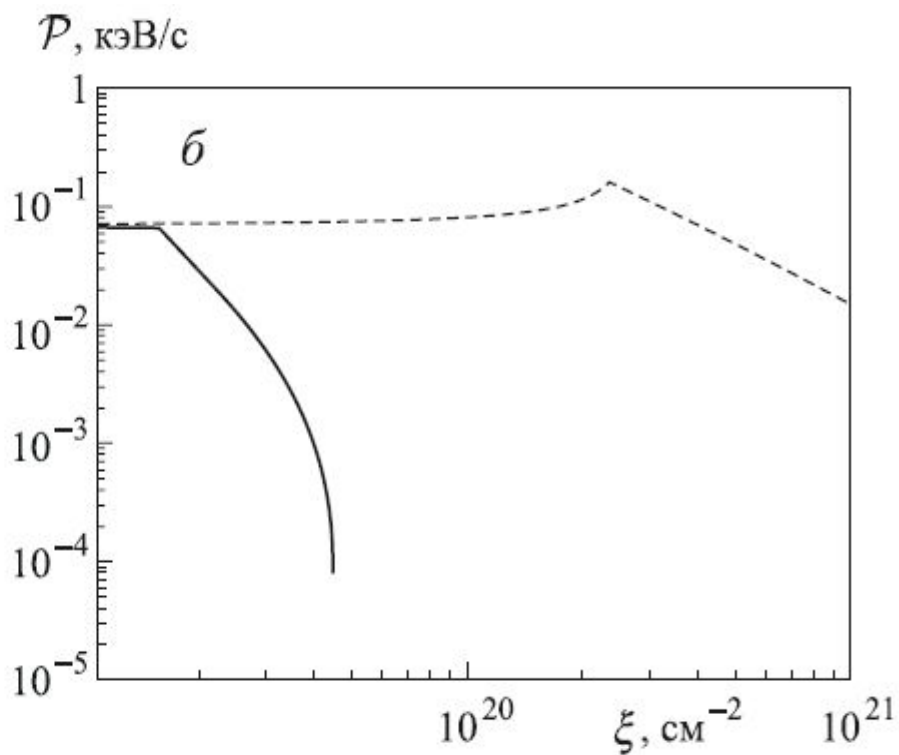
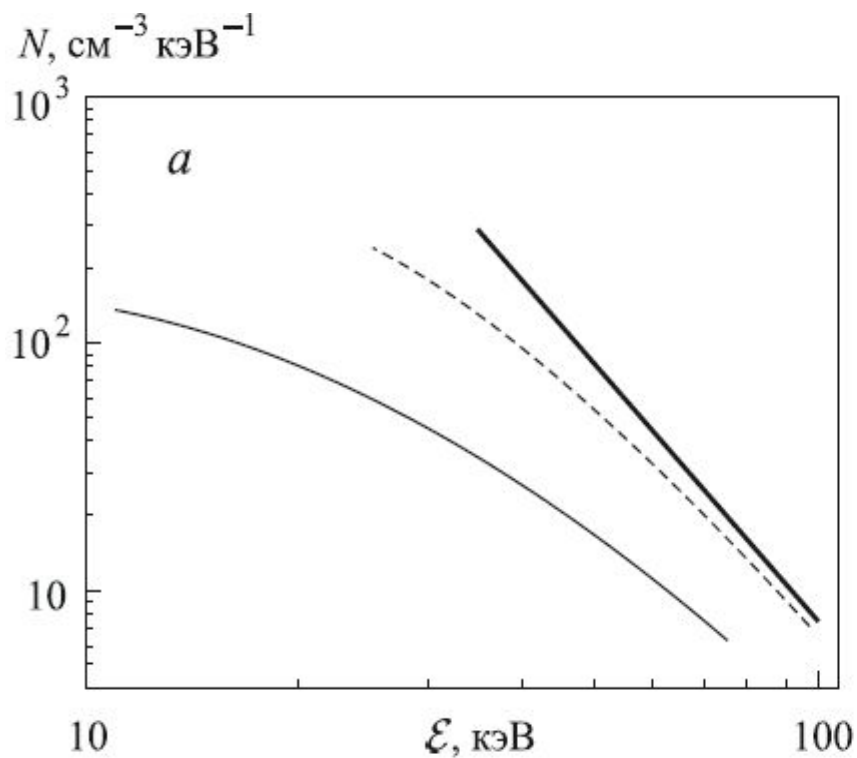
Поляризация жесткого рентгеновского излучения

вблизи границы при различных значениях ψ



Энергетические спектры ускоренных электронов

Мощность нагрева энергичными электронами



Выводы

- Потери энергии в электрическом поле обратного тока преобладают над потерями энергии на кулоновские столкновения
- Функция распределения ускоренных электронов с глубиной становится изотропной, а с ростом энергии частиц анизотропия возрастает
- Учет обратного тока существенно понижает поляризацию жесткого рентгеновского излучения в сравнении с чисто столкновительной моделью
- Излучение в рассмотренной модели практически изотропно

Спасибо за внимание!

Грицык П.А., Сомов Б.В. Вестник Московского Университета.
Физика. Астрономия. 2011. № 5. С. 56.

Сомов Б.В., Грицык П.А. Вестник Московского Университета.
Физика. Астрономия. 2012. № 1. С. 106.

somov@sai.msu.ru

pgritsyk@gmail.com