[7] Tsidilkovski I. M., Harus G. I., Shelushinina N. G. // Adv. Phys. 1985. V. 34. N 1. P. 43 174.
[8] Chu J., Xu C., Tang D. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. N 11. P. 1046—1066.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получено 15.09.1989
Принято к печати 24.10.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ, ПРОИЗВОДИМАЯ ЭЛЕКТРОНАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Каган В. Д.

Для коэффициента ударной ионизации α известны две зависимости от электрического поля E:

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-E_{02}^2/E^2\right), \quad \alpha = \alpha_0 \exp\left(-E_{01}/E\right). \tag{1}$$

Если коэффициент ионизации мал, т. е. модуль показателей экспонент велик, эти полевые зависимости определяются малым числом электронов при большой энергии ионизации ε_i [1].

Пусть электрон движется в стационарном, но неоднородном электрическом поле, меняющемся вдоль направления поля на расстоянии порядка L. При достаточной плавности изменения поля будут проявляться универсальные зависимости (1), в которые входит среднее значение напряженности поля. Необходимо определить тот масштаб, при котором начнется отклонение полевой зависимости от универсальной. Этот масштаб, во всяком случае, должен быть больше длины свободного пробега $l_p(\varepsilon_i)$.

Первая зависимость возникает тогда, когда электроны отдают энергию малыми порциями. При этом существенна усредненная по поверхности постоянной энергии ε функция распределения электронов $f_0(\varepsilon)$, а оператор ее энергетической релаксации приводится к дифференциальной форме [2]. Напишем кинетическое уравнение для $f_0(\varepsilon, x)$ в неоднородном поле $E(x)$

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\left(\frac{\partial}{\partial x} + eE(x)\frac{\partial}{\partial \varepsilon}\right)\left(\frac{\varepsilon l_p(\varepsilon)}{3}\right)\left(\frac{\partial}{\partial x} + eE(x)\frac{\partial}{\partial \varepsilon}\right) f_0 + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\frac{\partial}{\partial \varepsilon}\left(\frac{\varepsilon^2}{l_\varepsilon(\varepsilon)} f_0\right) = 0. \tag{2}$$

Здесь $l_\varepsilon(\varepsilon)$ — энергетическая длина свободного пробега.

Определим, когда слагаемые с пространственными производными дают малые поправки к «однородной» функции распределения

$$f_0 = A \exp\left(-\frac{1}{e^2E^2(x)}\int^{\varepsilon} \frac{3\varepsilon'}{l_p(\varepsilon')\, l_\varepsilon(\varepsilon')}\, d\varepsilon'\right). \tag{3}$$

Для того чтобы найти малые изменения показателя экспоненты, перейдем к уравнению для этого показателя $S(\varepsilon, x)$

$$f_0(\varepsilon, x) \equiv \exp\left(-S(\varepsilon, x)\right). \tag{4}$$

Формула (3) определяет нулевое приближение S_0, причем $S_0 \gg 1$. Учитывая это неравенство, для первого приближения получаем

$$S_1 = 4\left(\frac{dE}{dx}\right)\frac{1}{eE^2}\int^{\varepsilon} S_0(\varepsilon', x)\, d\varepsilon' \simeq \frac{4}{eEL}\int^{\varepsilon} S_0(\varepsilon', x)\, d\varepsilon'. \tag{5}$$

Условие малости S_1 по сравнению с S_0

$$L \gg \frac{\varepsilon_i}{eE} \gg \sqrt{l_p(\varepsilon_i)\, l_\varepsilon(\varepsilon_i)} \gg l_p(\varepsilon_i). \tag{6}$$

Второе неравенство в (6) — это условие $S_0 \gg 1$. Отметим, что соотношение между ε_i/eE и $l_\varepsilon(\varepsilon_i)$ может быть произвольным.

Далее рассмотрим тот случай, когда присутствует сильное упругое рассеяние электронов, благодаря усредняющему действию которого можно ограничиться рассмотрением только функции распределения по энергиям $f_0(\varepsilon, x)$ [1]

$$-\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\left(\frac{\partial}{\partial x}+eE(x)\frac{\partial}{\partial \varepsilon}\right)\left(\frac{\varepsilon l_{\text{im}}(\varepsilon)}{3}\right)\left(\frac{\partial}{\partial x}+eE(x)\frac{\partial}{\partial \varepsilon}\right)f_0+\frac{\sqrt{\varepsilon}}{l_{\text{ph}}(\varepsilon)}f_0=\hat{R}(f_0); \tag{7}$$

im и ph обозначают упругое примесное и неупругое фононное рассеяния, и первое преобладает в релаксации импульса $l_{\text{ph}}(\varepsilon) \gg l_{\text{im}}(\varepsilon)$. Последний член в левой части — уходный член электрон-фононных столкновений, член в правой части – приходный член электрон-фононных столкновений, в котором f_0 входит под знак интеграла. При квазиупругом рассеянии эти два члена приводятся к виду (2), причем $l_\varepsilon(\varepsilon) \gg l_{\text{ph}}(\varepsilon)$ [2].

При сильно неупругом рассеянии приходный член не существен, и для нулевого приближения S_0 мы находим [1]

$$S_0=\frac{\sqrt{3}}{eE(x)}\int^{\varepsilon}\frac{d\varepsilon'}{\sqrt{l_{\text{im}}(\varepsilon')\,l_{\text{ph}}(\varepsilon')}}\ . \tag{8}$$

Легко определить и первую поправку по неоднородности поля

$$S_1=\left(\frac{dE}{dx}\right)\frac{1}{eE^2}\int^{\varepsilon}S_0(\varepsilon', x)\,d\varepsilon' \simeq \frac{1}{eEL}\int^{\varepsilon}S_0(\varepsilon', x)\,d\varepsilon'. \tag{9}$$

Условие малости S_1 по сравнению с S_0 аналогично (6):

$$L \gg \frac{\varepsilon_i}{eE} \gg \sqrt{l_{\text{im}}(\varepsilon_i)\,l_{\text{ph}}(\varepsilon_i)} \gg l_{\text{im}}(\varepsilon_i). \tag{10}$$

В условиях сильно неупругого рассеяния энергии, если усредняющее упругое рассеяние отсутствует, функция распределения электронов по импульсам оказывается резко анизотропной — иглообразной [1]. Такая функция распределения приводит ко второй зависимости коэффициента ионизации от напряженности электрического поля в (1). Однако и для такой функции распределения можно показать, что неоднородные поправки в показателе экспоненты малы, когда

$$L \gg \frac{\varepsilon_i}{eE} \gg l_p(\varepsilon_i). \tag{11}$$

Таким образом, для всех функций распределения расстояние ε_i/eE оказывается минимальным масштабом пространственного изменения электрического поля, при котором проявляются универсальные зависимости (1). При более быстром изменении электрического поля полевая зависимость коэффициента ионизации определяется конкретным видом функции распределения в той области пространства, где электрическое поле максимально.

Надо отметить, что в работах Кровелла с соавт. [3, 4], посвященных нелокальной теории перераспределения концентраций электронов и дырок, возникающих в процессе ионизации, была отмечена важная роль масштаба ε_i/eE. Однако в этих работах не было дано строгого обоснования такого утверждения. Такое обоснование можно было бы развить на основе вышеизложенного метода.

Список литературы

[1] Каган В. Д. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 1. С. 258—268.
[2] Давыдов Б. И. // ЖЭТФ. 1937. Т. 7. В. 9. С. 1069—1089.
[3] Okuto Y., Crowell C. R. // Phys. Rev. 1974. V. B10. N 10. P. 4284—4296.
[4] Chawg R., Kao G. W., Crowell C. R. // Sol. St. Electron. 1979. V. 22. N 7. P. 599—614.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 19.10.1989
Принято к печати 24.10.1989