

1979

The stimulated ambipolar diffusion under high frequency electric field

Shapiro, Georgy

<http://hdl.handle.net/10026.1/11933>

All content in PEARL is protected by copyright law. Author manuscripts are made available in accordance with publisher policies. Please cite only the published version using the details provided on the item record or document. In the absence of an open licence (e.g. Creative Commons), permissions for further reuse of content should be sought from the publisher or author.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

П И С Ь М А
В
ЖУРНАЛ
ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
том 5

Отдельный оттиск

ЛЕНИНГРАД „НАУКА“
Ленинградское отделение

1979

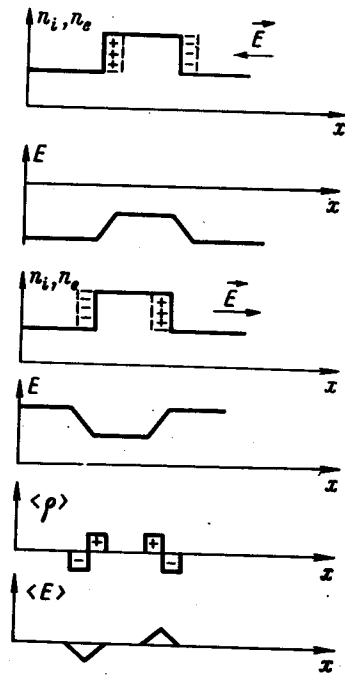
ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВЫНУЖДЕННОЙ АМБИПОЛЯРНОЙ
ДИФфуЗИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Г.И. Шапиро, А.М. Сорока

В данной работе показано, что в неоднородной слабоионизированной столкновительной плазме, находящейся под действием высокочастотного электрического поля, возникает амбиполярная диффузия электронов и ионов, причем в достаточном поле скорость такой вынужденной диффузии может значительно превышать скорость обычной амбиполярной диффузии.

Известно, что из-за более высокой тепловой скорости электронов, при амбиполярной диффузии возникает нескомпенсированный пространственный заряд и внутреннее электрическое поле, которое замедляет электроны и ускоряет ионы. При воздействии ВЧ поля на неоднородную плазму также происходит разделение зарядов и возникновение внутреннего электрического поля.

Рассмотрим частоты ω ВЧ поля, меньшие частот столкновения как электронов, так и ионов. В этом случае заряды двигаются в режиме подвижностей. Будем считать также, что $\omega \gg 4\pi e n_i \mu_i$, где μ_i — подвижность ионов, n_i — концентрация плазмы, так что концентрация ионов почти не изменяется за период поля. Легкие электроны сдвигаются относительно более инерционных ионов попеременно в противоположные стороны, при этом избыточные отрицательные и положительные заряды, возникающие в разные полупериоды изменения поля, оказываются несколько сдвинутыми друг относительно друга (см. рисунок). Поэтому средний за период поля избыточный пространственный заряд отличен от нуля. Возникающее внутреннее поле направлено вдоль градиента концентрации ионов n_i , что приводит к амбиполярной диффузии зарядов.



В течение одного полупериода поля профиль электронной концентрации сдвигается относительно ионного профиля до тех пор, пока не будет выполнено условие $\text{div } \vec{j}_e = 0$, \vec{j}_e - электронный ток. Для этого необходимо время $t \sim 1/4\pi\mu_e n$, μ_e - подвижность электронов. При $\omega \gg 4\pi\mu_e n$ электроны не успевают в полной мере сдвинуться относительно ионов, что приводит к уменьшению пространственного заряда на склонах „горбов“ в неоднородной плазме и к ослаблению диффузии. Отсюда следует, что сильнее всего вынужденная амбиполярная диффузия происходит при $4\pi\mu_i n \ll \omega \ll 4\pi\mu_e n$. Для вывода формулы вынужденной амбиполярной диффузии воспользуемся уравнениями непрерывности для электронов и ионов и уравнением Пуассона

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} - \text{div } \mu_e n_e \vec{E} &= D_e \Delta n_e \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div } \mu_i n_i \vec{E} &= D_i \Delta n_i \\ \text{div } \vec{E} &= 4\pi e (n_i - n_e). \end{aligned} \right\} (1)$$

Примем для простоты, что неоднородность плазмы невелика

$$n_e = n + \delta n_e, \quad n_i = n + \delta n_i, \quad \delta n/n \ll 1.$$

Тогда, линеаризуя систему (1) и переходя к фурье-компонентам, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n_e + \delta n_e (4\pi e \mu_e n + i \vec{k} \vec{E} \mu_e + D_e k^2) = 4\pi e \mu_e n \delta n_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n_i + \delta n_i (4\pi e \mu_i n - i \vec{k} \vec{E} \mu_i + D_i k^2) = 4\pi e \mu_i n \delta n_e. \quad (3)$$

Здесь $\vec{E}(t)$ - приложенное поле, \vec{k} - волновой вектор.

Поскольку при $4\pi e \mu_i n / \omega \ll 1$ ионы не успевают следить за изменениями поля, то для решения системы (2, 3) можно воспользоваться схемой усреднения В.М. Волосова [2]. Для этого нужно решить уравнение (2) при $\delta n_i = \text{const}$, подставить полученное решение $\delta n_e(t, \delta n_i)$ в (3) и усреднить по явно входящему времени. Для $\omega \ll 4\pi e \mu_e n$ при решении (2) можно опустить производную по времени. Получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n_i = - \left\{ \frac{\mu_i}{\mu_e} \left\langle \frac{i \vec{k} \mu_e \vec{E} - D_e k^2}{1 - \frac{i \vec{k} \mu_e \vec{E} - D_e k^2}{4\pi e \mu_e n}} \right\rangle + D_i k^2 \right\} \delta n_i. \quad (4)$$

Обычно $\vec{k} \vec{E} \ll 4\pi e n$, $D_e k^2 \ll 4\pi e \mu_e n$, при этом

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n_i = -(D_a + D_0) k^2 \delta n_i, \quad D_a = D_i + \frac{\mu_i}{\mu_e} D_e,$$

$$D_0 = \frac{\mu_i \langle E^2 \rangle \cos^2 \varphi}{4\pi e n}, \quad (5)$$

где φ - угол между \vec{E} и $\text{grad } n_i$.

В рассматриваемом случае уравнение амбиполярной диффузии имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} n = \frac{\mu_i}{4\pi e n} \langle E^2(t) \rangle (\vec{l} \text{ grad})^2 n + D_a \Delta n,$$

\vec{l} - единичный вектор в направлении \vec{E} . Из системы (2, 3) легко видеть, что при $\omega \gg 4\pi e \mu_e n$ коэффициент D_0 уменьшается в $1 + (\omega/4\pi e \mu_e n)^2$ раз, если $\vec{E}(t) = E_0 \cos \omega t$.

Из (5) видно, что возникновение вынужденной амбиполярной диффузии является нелинейным эффектом. Вынужденная диффузия

анизотропна: сильнее всего она в направлении поля. Интересно, что отношение $D_{\parallel}(\varphi=0)/D_{\alpha} = \frac{\langle E^2 \rangle}{4\pi n^2 T_e}$ равно отношению плотностей электрической и тепловой энергии плазмы.

При часто встречающихся условиях (например, в лазерных разрядах, см. [3]) $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ эв}$, $E/\rho = 10 \text{ в/см мм рт. ст.}$, $\rho = 100 \text{ мм рт. ст.}$ получим $D_{\parallel}(\varphi=0)/D_{\alpha} \approx 30$, т.е. вынужденная амбиполярная диффузия может значительно превышать обычную. Ускорение процесса диффузии повышает устойчивость плазмы.

Авторы благодарят профессора Ю.П. Райзера за внимание к работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] А. Э н г е л ь. Ионизированные газы, М., (1959).
- [2] В.М. В о л о с о в. Усп. мат. наук, ХУП, вып. 6 (108), 3 (1962).
- [3] А. Д е м а р и я. Труды Института инженеров по электронике и радиотехнике, 61, № 6, 54 (1973).

Институт проблем механики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
2 октября 1978 г.

Письма в ЖТФ, том 5, вып. 3 12 февраля 1979 г.

НЕПРЕРЫВНЫЙ (300°K), ИЗГОТОВЛЕННЫЙ
МЕТОДОМ ГАЗОТРАНСПОРТНОЙ ЭПИТАКСИИ ИЗ
МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$
- $GaAs$ ГЕТЕРОЛАЗЕР С КВАНТОВЫМИ РАЗМЕРНЫМИ
ЭФФЕКТАМИ В АКТИВНЫХ СЛОЯХ

Р.Д. Д ю п ь и, П.Д. Д а н к у с,
Н. Г о л о н ь я к, Р.М. К о л б а с,
В.Д. Л е й д и г, Б.А. В о й а к

В последнее время было показано, что метод газотранспортной эпитаксии из металлоорганических соединений (МО-ГЭ) позволяет получать низкопороговые лазеры $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$ с двумя гетеропереходами [1, 2]. Кроме того, метод МО-ГЭ позволяет получать гетероструктуры, содержащие один или несколько достаточно однородных слоев $GaAs$ и $Al_xGa_{1-x}As$ толщиной меньше 100 Å. Используя возможности метода МО-ГЭ, были созданы гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$ со сверхтонкими активными областями, в которых наблюдаются квантово-размерные эффекты. Такие лазеры работают в непрерывном режиме генерации при