

նախնական պայմանավորված բարձր հաճախության թունելային էֆեկտով: Քննարկվում է նաև պլազմայի պարամետրերի տիրույթը, որում էական են հետազոտվող պրոցեսները: Հաշվարկները կատարվել են դժային և ցիրկուլյար բևեռացում ունեցող ճառագայթման համար:

GAS BREAKDOWN BY STRONG ELECTROMAGNETIC FIELD

S. G. HARUTYUNYAN AND A. K. ISHOEV

The processes responsible for gas ionization and electron avalanche development in superstrong electromagnetic field have been considered. The interaction of external field with atoms leading to the decrease in ionization potential and, as a result, to the increase of cross section of atom ionization by electron shock is discussed. We also consider the role of processes, in which the electron shock excitation of atoms with following ionization by high-frequency tunnel effect takes place. The constant of gas ionization avalanche development is calculated with due regard for the aforesaid and the range of parameters of plasma and radiation within which this process is essential is examined. The calculations were carried out for linear and circular polarizations of the radiation.

УДК 621.315.592

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 141—143 (1989)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ДИАМАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

А. А. КИРАКОСЯН, М. К. КУМАШЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 июня 1988 г.)

Получено выражение для диамагнитной восприимчивости квантовой ямы. Рассмотрены случаи вырожденного и невырожденного газов. Проведено сравнение с орбитальным диамагнетизмом свободного электронного газа.

Успехи в развитии эпитаксиальной технологии, особенно молекулярно-лучевой эпитаксии [1], сделавшие возможным выращивание различных полупроводниковых структур, стимулировали экспериментальные и теоретические исследования систем с пониженной размерностью [2], в частности, структур с квантовыми ямами (КЯ).

В данном сообщении проведен расчет диамагнитной восприимчивости электронного газа в квантовой яме, находящейся в слабом магнитном поле H , перпендикулярном оси КЯ (ось z).

Гамильтониан электрона (без учета спина) имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\hbar^2}{2m} \left(-i \frac{\partial}{\partial y} - \frac{z}{\lambda_H^2} \right)^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z), \quad (1)$$

где $\lambda_H = (ch/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, m — эффективная масса электрона, $V(z)$ — потенциал КЯ, который берется в виде прямоугольной ямы с глубиной V_0 и шириной d . В дальнейшем ограничимся случаем, ког-

да $V_0 \gg \hbar^2 / md^2 \gg \hbar^2 / m\lambda_n^2$, а магнитное поле учтем с помощью теории возмущений. В рамках сделанных приближений для спектра энергии электрона получим:

$$E_{nk} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + E_1 n^2 + \delta H_{nn}, \quad (2)$$

где $\vec{k}(k_x, k_y)$ — волновой вектор электрона в плоскости КЯ, $E_1 = \hbar^2 \pi^2 / 2md^2$ — энергия основного ($n=1$) квантового уровня в яме, $n=1, 2, 3, \dots$,

$$\delta H_{nn} \cong E_1 \left(\frac{d}{\pi \lambda_n} \right)^2 \left[\frac{1}{3} \left(\frac{d}{\lambda_n} \right)^2 \left(1 - \frac{3}{2\pi^2 n^2} \right) - k_y d \right]. \quad (3)$$

Вычислив с помощью (2) и (3) плотность свободной энергии [3], для диамагнитной восприимчивости получим следующее выражение

$$\chi = - \frac{e^2 d k_B T}{12 \pi \hbar^2 c^2} \sum_n \left(1 - \frac{6}{\pi^2 n^2} \right) \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\mu - E_1 n^2}{k_B T} \right) \right], \quad (4)$$

где химпотенциал μ определяется из условия нормировки через плотность электронов N и температуру T :

$$N = \frac{mk_B T}{\pi d \hbar^2} \sum_n \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\mu - E_1 n^2}{k_B T} \right) \right]. \quad (5)$$

Перейдем к рассмотрению различных предельных случаев.

1. Если электронный газ в КЯ вырожден, то в квантовом пределе, когда заполнен только первый уровень размерного квантования в яме, т. е. $E_1 < \mu < E_2$, из (4) и (5) следует, что

$$\chi = -\chi_0 \left(1 - \frac{6}{\pi^2} \right), \quad \chi_0 = \frac{e^2 d^2 N}{12 mc^2}. \quad (6)$$

Сравним (6) с орбитальным диамагнетизмом свободного электронного газа [4]:

$$|\chi / \chi_L| = (\pi^2 - 6) \frac{Nd^2}{k_F} \cong 1,25 (N \cdot d^3)^{2/3}, \quad (7)$$

где $k_F = (3\pi^2 N)^{1/3}$ — фермиевское волновое число. В рассматриваемом квантовом пределе наибольшее значение $|\chi / \chi_L|_{\max} \cong 3,5$ соответствует плотности $N_{\max} = 3\pi / 2d^3$. При плотностях $N < N_0 \cong 0,72 d^{-3}$ $|\chi / \chi_L| < 1$.

Когда заполнено много уровней размерного квантования ($\mu \gg E_1$), из (4) и (5) получаем

$$\chi \cong -\chi_0, \quad (6a)$$

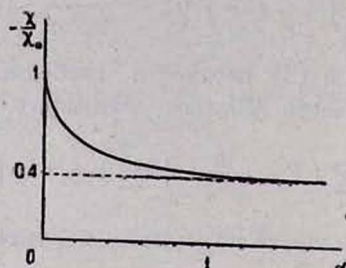
что отличается от (6) лишь коэффициентом 0,39, обусловленным наличием «веса» множителя n -ого уровня $(1 - 6/\pi^2 n^2)$, который заметно отличается от единицы лишь для малых n .

2. Для невырожденного электронного газа с помощью (4) и (5) получаем, что

$$\chi = -\chi_0 \left[1 + \frac{6}{\pi^2} \frac{A(\alpha)}{A'(\alpha)} \right], \quad (8)$$

где $A(\alpha) = \sum_n n^{-2} \exp(-\alpha n^2)$, а параметр $\alpha = E_1/k_B T$. График зависимости χ от α представлен на рисунке. В рассматриваемом случае критерий невырожденности принимает вид

$$\frac{2Nd^3}{\pi} \frac{\alpha}{|A'(\alpha)|} \ll 1. \quad (9)$$



В классической области $\alpha \ll 1$ ($\lambda_B \ll d$, λ_B — дебройлевская длина волны электрона) из (8) получаем выражение (6а), при этом из критерия (9) следует, что $N \gtrsim \pi^{3/2}/4d^3$. В квантовой области $\alpha > 1$ (но без нарушения (9)), основной вклад в $A(\alpha)$ дает первое слагаемое, и из (8) получается формула (6). Однако в данном случае формула (6) применима только для значений плотности $N \ll \pi/2 d^3 \alpha \exp \alpha$, т. е. при существенно меньших значениях N .

ЛИТЕРАТУРА

1. Esaki L., Chang L. L. Thin Solid Films, v 36, p. 285 (1976).
2. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. Изд. Мир, М., 1985.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика, ч. 1. Изд. Наука, М., 1976.
4. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. Изд. Мир, М., 1974.

ԱՋԱՏ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԴԻԱՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԸՆԿԱՆՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍՈՒՄ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Մ. Դ. ԿՈՒՄԱՇՅԱՆ

Ստացված է քվանտային փոսի դիամագնետական ընկալունակության համար արտահայտություն: Քննարկված են ալլասերված և ոչ ալլասերված դադի դեպքերը: Կատարված է համեմատություն ազատ էլեկտրոնային դադի ուղեծրային դիամագնետականության հետ:

DIAMAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF FREE ELECTRONS IN A QUANTUM WELL

A. A. KIRAKOSYAN M. K. KUMASHYAN

An expression for the diamagnetic susceptibility of a quantum well is obtained. The cases of degenerate and nondegenerate gases are considered. The comparison with orbital diamagnetism of free electrons gas is carried out.