

А. А. Саркисян

**Диэлектрическая проницаемость электронного газа  
с непараболическим законом дисперсии**

(Представлено академиком Э. М. Казаряном 27/XI 1999)

При исследовании многочастичных эффектов в твердых телах принципиальным становится вопрос о выяснении роли эффектов экранирования внешнего возмущения, налагаемого на систему. К настоящему времени хорошо изучены такие эффекты, как экранирование поля примеси, эффект Кона, возникновение гало заряда вокруг поля примеси и т. д. Эти явления объясняются перераспределением носителей заряда под действием внешнего возмущающего поля. Иначе говоря, в результате решения самосогласованной задачи показывается, что реально действующий на электрон потенциал равен отношению приложенного потенциала к функции диэлектрической проницаемости ФДП  $\varepsilon(\vec{q}, \omega)$ , зависящей от длины волны и частоты приложенного возмущения.

Вместе с тем в последние десятилетия, благодаря технологическим возможностям получения низкоразмерных структур, появилось большое число теоретических и экспериментальных работ, посвященных их физическим свойствам (см. например [1,2]). Поэтому актуальным стал вопрос о вычислении ФДП таких систем. В частности, в работе [3] была вычислена ФДП размерно квантованной полупроводниковой пленки.

Закон дисперсии (ЗД) электронов при решении подобного рода задач обычно рассматривается квадратичным. Между тем в ряде случаев (например в полупроводниковых соединениях типа  $A^3B^5$ ) ЗД электронов является непараболическим [4]. Поэтому вызывает интерес исследование эффектов экранирования в системе электронов, имеющих непараболический ЗД.

В предлагаемой работе рассмотрены эффекты экранирования в случае модели свободного электронного газа, ЗД которого совпадает по виду с релятивистским, с той лишь разницей, что роль скорости света играет некий параметр непараболичности  $s$ . Отметим, что такой выбор вида ЗД не случаен, так как, например, в двухзонном приближении для соединения InSb ЗД электрона по виду полностью совпадает с релятивистским (ЗД Кейна [4]). Роль скорости света в этом случае играет параметр взаимодействия зоны проводимости и валентной зоны  $s \sim 10^8$  см/с.

В случае свободного электронного газа, находящегося под действием внешнего нестационарного возмущения, проблема нахождения Фурье-образа ФДП  $\varepsilon(\vec{q}, \omega)$  была решена Линдхардом [5]. Для  $\varepsilon(\vec{q}, \omega)$  было получено выражение

где  $f(\vec{k})$  - функция распределения электронов,  $\omega$  и  $\vec{q}$  - соответственно частота и волновой вектор накладываемого на систему возмущения, медленно возрастающего с постоянной времени  $\alpha$ ,  $E(\vec{k})$  - 3Д электронов, а суммирование ведется по всем состояниям  $|\vec{k}\rangle$ , как заполненным, так и пустым.

Пусть 3Д имеет вид

$$E(\vec{k}) = \sqrt{h^2 k^2 s^2 + \mu^2 s^4}, \quad (2)$$

где  $s$  - параметр непараболичности,  $\mu$  - масса электрона. Формула Линдхарда для электронного газа с 3Д (2) в случае стационарного внешнего возмущения примет вид

$$\epsilon(\vec{q}, 0) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2} \sum_{\vec{k}} \frac{f(\vec{k}) - f(\vec{k} + \vec{q})}{\sqrt{h^2 (\vec{k} + \vec{q})^2 s^2 + \mu^2 s^4} - \sqrt{h^2 k^2 s^2 + \mu^2 s^4}}. \quad (3)$$

Исследуем поведение этой функции при больших и малых значениях  $\vec{q}$ .

(а). При малых  $\vec{q}$  можем записать

$$E(\vec{k} + \vec{q}) - E(\vec{k}) \approx \vec{q} \cdot \nabla_{\vec{k}} E(\vec{k}) \quad (4)$$

и

$$f(\vec{k}) - f(\vec{k} + \vec{q}) \approx -\vec{q} \cdot \nabla_{\vec{k}} f(\vec{k}). \quad (5)$$

Переходя в (3) от суммирования к интегрированию, а также воспользовавшись (4), (5) и тем, что [5]

для  $\varepsilon(\vec{q}, 0)$  можем записать

$$\varepsilon(\vec{q}, 0) \approx 1 + \frac{\lambda^2}{q^2}, \quad (7)$$

где  $\lambda$  - постоянная экранирования, величина которой определяется плотностью состояний у уровня Ферми  $E_F$

$$\lambda^2 = 4\pi e^2 N(E_F), \quad (8)$$

где

$$N(E_F) = \frac{(m^3 E_F)^{1/2}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \sqrt{\frac{E_F}{2\mu s^2} + 1} \left( \frac{E_F}{\mu s^2} + 1 \right). \quad (9)$$

Величина  $E_F$  для газа с непараболическим ЗД определяется выражением

$$E_F = \sqrt{p_F^2 s^2 + \mu^2 s^4}, \quad (10)$$

где

$$p_F = (3\pi^2 n)^{1/3} \hbar. \quad (11)$$

Учет непараболичности ЗД формально сохраняет вид  $\varepsilon(\vec{q}, 0)$  при малых значениях  $\vec{q}$  (формула (7)), однако  $\lambda$ , в отличие от электронного газа со стандартным ЗД, в этом случае имеет более сильную концентрационную зависимость, которая при  $E_F \gg \mu s^2$  переходит в  $\lambda \sim n^{2/3}$ , в то время как для стандартного ЗД  $\lambda \sim n^{1/3}$ . В частности, Фурье-образ экранированного потенциала кулоновского поля заряда, внесенного в электронный газ с непараболическим ЗД, имеет вид

где  $\lambda$  теперь уже определяется (8) и (9), т.е. поле экранируется быстрее.

(б). При больших значениях  $\vec{q}$  постоянная экранирования  $\lambda$  становится функцией  $\vec{q}$ . Для исследования характера экранирования на малых расстояниях и при низких температурах ( $T \rightarrow 0$ )

необходимо в (3) перейти от суммирования к интегрированию по  $\vec{k}$  с учетом того, что функция распределения  $f(\vec{k})$  представляет собой  $\Theta$ -ступеньку. Результатом интегрирования является довольно громоздкое выражение, из которого, однако, можно заметить, что логарифмическая сингулярность, имеющая место в случае стандартного 3Д [5], здесь также сохраняется. Этого и следовало ожидать, поскольку для газа электронов с непараболическим 3Д поверхности Ферми сохраняют сферический вид, однако значения  $k_F$  теперь уже другие.

Выражаю благодарность Э. М. Казаряну и А. П. Джотян за плодотворное обсуждение работы.

Ереванский государственный университет

### Литература

1. Казарян Э. М., Энфиаджян Р. Л. - ФТП. 1972. Т. 5. С. 2002.
2. Maksym P., Chakraborty T. - Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 108.
3. Мхоян К. А. , Саркисян А. А. - Уч. зап. ЕГУ. 1996. № 2. С. 37.
4. Цидильковский М. - Электроны и дырки в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
5. Займан Дж. - Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1966.

## Հ. Ա. Սարգսյան

### Ոչ պարաբոլական դիսպերսիայի օրենքով Էլեկտրոնային գազի դիֆուզիոն թափանցելիությունը

Աշխատանքում հետազոտված է ոչ պարաբոլական դիսպերսիայի օրենքով էլեկտրոնային գազի կողմից արտաքին ճառագայթման էկրանավորումը: Հաշվված է դիֆուզիոն թափանցելիության ֆունկցիան արտաքին ստացիոնար ճառագայթման երկարալիքային և կարճալիքային տիրույթներում: Ցույց է տրված, որ կարճալիքային տիրույթում դիսպերսիայի օրենքի ոչ պարաբոլականությունը հանգեցնում է էկրանավորման շառավղի փոքրացմանը: Երկարալիքային տիրույթում պահպանվում է դիֆուզիոն թափանցելիության ֆունկցիայի եզակիությունը: