ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ԳԻՏԱԿԱՆ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЕРЕВАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

Բնական գիտություններ 3, 1980 Естественные науки

Физика

УДК 621.382

З. А. КАСАМАНЯН, Э. С. ЮЗБАШЯН

К ТЕОРИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА СВЕРХРЕШЕТКИ ИЗ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ. II

Исследуется отражение медленных электронов и света от сверхрешетки. Вычисляется соответствующий поверхностный импеданс. Рассматривается также акустическая ветвь фононного спектра в сверхрешетке.

В предыдущей работе [1] была получена функция Грина (ФГ) электрона в периодической сверхрешетке из гетеропереходов через ФГ отдельных невзаимодействующих подсистем, составляющих сверхрешетку. Из вывода формулы для ФГ видно, что она будет ФГ не только для электронов, но и для других квазичастиц в сверхрешетке, если последние в бесконечной системе описываются дифференциальным уравнением второго порядка относительно координат. Такими квазичастицами в сверхрешетке являются, например, длинноволновые акустические фононы или фотоны.

Тогда построенная ФГ в [1] позволяет развить удобный формализм для исследования не только электронных, но и оптических, фононных и других свойств системы. Для этого необходимо лишь перейти на язык адекватной квазичастицы.

В настоящем сообщении осуществляется такая программа. Конкретно рассматриваются вопросы отражения медленных электронов от сверхрешетки, фононный спектр сверхрешетки и поведение электромагнитной волны в сверхрешетке.

§ 1. Отражение медленных электронов от сверхрешетки

Коэффициент отражения электронов при достаточно малых энергиях содержит важную информацию об электронном энергетическом спектре исследуемой системы. В этой области энергий теория возмущений при рассеянии становится неприменимой. Коэффициент отражения при падении электрона из одной подсистемы в другую выражается через ФГ отдельных невзаимодействующих подсистем [2]

$$R=\left|\frac{G_0-G(1-G')^{-1}}{G_0+G(1-G')^{-1}}\right|^2, \tag{1}$$

где G_0 — ФГ электрона в первой среде, откуда электрон падает на систему.

Для простоты считаем, электрон падает из вакуума ($G_0=0$) перпендикулярно к границе $x=x_1$ сверхрешетки ($k_\perp=0$). При допущении $G_1'=0$ имеем

$$G_l(1-G_l')^{-1}=G_1\frac{1-\lambda_1 r_1}{1+\lambda_1 r_1}=iG_1(e^{ik_1 a_1}-\cos\beta_1 a_1)^{-1}\sin\beta_1 a_1.$$

Подстановкой этого выражения в (1) мы получим коэффициент отражения медленных электронов от сверхрешетки. При условии $\beta_1 a_1=\beta_2 a_2 \in R\,e(E_j=0)$ имеем простое выражение

$$R=\left|\frac{G_1G_2+G_0^2-G_0\sqrt{(G_1-G_2)^2\mathrm{tg}^2\beta_1 a_1-4G_1G_2}}{G_1G_2+G_0^2+G_0\sqrt{(G_1-G_2)^2\mathrm{tg}^2\beta_1 a_1-4G_1G_2}}\right|, \tag{2}$$

где ФГ G_0, G_1 и G_2 являются чисто мнимыми, поскольку рассматриваемая энергия принимает значения в разрешенной области трех подсистем. Из (2) видно, что коэффициент отражения равен единице, если

$$\mathrm{tg}^2\beta_1 a_1 \geqslant \frac{4G_1G_2}{(G_1-G_2)^2}. \tag{3}$$

Это условие определяет запрещенные надбарьерные минизоны в сверхрешетке.

§ 2. Фононный спектр сверхрешетки

В случае длинноволновых акустических фононов, когда в неограниченной с двух сторон системе закон дисперсии имеет вид $\omega=c_j q$, соответствующая ФГ есть

$$G_j(xx')=\frac{i}{2q_j}e^{iq_j|x-x'|}.$$

Фононный спектр сверхрешетки из гетеропереходов определяется уравнением [1]

$$T\cos ka+R\cos\delta=\cos(2\beta_1 a_1-\delta), \tag{4}$$

где

$$T=\frac{4c_1c_2}{(c_1+c_2)^2},\qquad R=\left(\frac{c_1-c_2}{c_1+c_2}\right)^2,\qquad \beta_j=\frac{\omega a_j}{c_j}.$$

В итоге сплошной фононный спектр делится на разрешенные и запрещенные участки (минизоны). Для образования запрещенной минизоны необходимо, чтобы рассматриваемые длины волны значительно превышали постоянную истинной решетки a_0, но были меньше постоянной сверхрешетки a.

Знание ФГ [1] для фононов позволяет получить не только эти простые результаты, но может служить основой для рассмотрения задач при наличии нарушения. Например, на границах сверхрешетки или при наличии области нарушения внутри сверхрешетки в запрещенных минизонах могут возникнуть дискретные частоты. В последнем случае могут быть различные ситуации, но уравнение, определяющее дискретные частоты в запрещенных минизонах, можно написать единым образом, исходя из решения двухконтактной задачи [3]

$$1-\lambda r_{12}r_{23}=0,$$

где $\lambda = e^{2iq_0 d}$, $q_0 = \frac{\omega}{c_0}$, c_0 — скорость звука в области, являющейся нарушением в периодической системе, d — толщина этого слоя,

$$r_{12} = \frac{G_0 - G(1-G')^{-1}}{G_0 + G(1-G')^{-1}}\Bigg|_{x=x_1'}, \quad r_{23} = \frac{G_0 - G(1+G')^{-1}}{G_0 + G(1+G')^{-1}}\Bigg|_{x=x_2'},$$

x_1', x_2' — границы области нарушения ($d = x_2' - x_1'$), $G_0 = \frac{1}{2q_0}$ — ФГ этой области.

Граничные частоты, которые могут возникнуть вблизи поверхности сверхрешетки, определяются полюсами r_{12} и r_{23}.

§ 3. Поверхностный импеданс и отражение света от сверхрешетки

Если рассмотреть поведение электромагнитной волны инфракрасного диапазона в сверхрешетке, то уравнение (4) при $c_j = \frac{c}{n_j}$ (c — скорость света в вакууме, n_j — показатель преломления) определяет области пропускания и непропускания в периодической системе (см., напр., [4]). Однако ФГ [1] для фотонов в сверхрешетке дает нам большую информацию. Например, используя явный вид ФГ [1], можно по формуле (1) вычислить коэффициент отражения света от сверхрешетки.

Величина $G(1-G')^{-1}$, зависящая от x, здесь имеет смысл (с точностью до коэффициента) поверхностного импеданса. Если волна падает перпендикулярно к поверхности сверхрешетки, имеем

$$G(1-G')^{-1} = \frac{1}{2\omega}\frac{c}{n}, \qquad R = \left|\frac{n_0 - n}{n_0 + n}\right|^2, \tag{5}$$

$$n_l(x_1) = n_1 \frac{1+\lambda_1 r_1}{1-\lambda_1 r_1} = n_1 \frac{\sin k_1 a_1 + i(\cos q_1 a_1 - \cos k_1 a_1)}{\sin q_1 a_1}.$$

Как видим, n_l зависит от частоты и имеет мнимую часть. Последняя, однако, не связана с истинным затуханием волны в слое (которое нами не учитывается), а обусловлена неполной прозрачностью границ. Коэффициент отражения при выполнении резонансного условия $q_1 a_1 = q_2 a_2$ имеет вид (ср. с (2))

$$R = \left|\frac{n_0^2 + n_1 n_2 - n_0\sqrt{4n_1 n_2 - (n_1 - n_2)^2 \operatorname{tg}^2 q_1 a_1}}{n_0^2 + n_1 n_2 + n_0\sqrt{4n_1 n_2 - (n_1 - n_2)^2 \operatorname{tg}^2 q_1 a_1}}\right|, \tag{6}$$

где n_0 — показатель преломления среды, откуда волна падает на сверхрешетку . Из (6) видно, что при

$$\operatorname{tg}^2 q_1 a_1 \geq \frac{4n_1 n_2}{(n_1 - n_2)^2}$$

имеет место полное отражение падающей волны. Эти частоты соответствуют областям непропускания. Минимальное значение (6) есть

$$R_{min}=\left|\frac{n_0-\sqrt{n_1n_2}}{n_0+\sqrt{n_1n_2}}\right|^2 \quad \text{при } q_1a_1=\pi m,\ m=0,\ \pm 1,\ldots,$$

обращающееся в нуль при $n_0^2=n_1n_2$.

Кафедра полупроводников и диэлектриков,
Кафедра общей физики

Поступила 23.10.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. **Касаманян З. А., Юзбашян Э. С.**, Уч. записки ЕГУ, № 2, 65, 1980.
2. **Касаманян З. А., Юзбашян Э. С.**, Мол. науч. работник, ЕГУ, 2(24), 59, 1976; Уч. записки ЕГУ, № 1, 52, 1979.
3. **Касаманян З. А., Юзбашян Э. С.**, Уч. записки ЕГУ, № 3, 43, 1977.
4. **Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П.**, Теория волн, М., 1979.

Զ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ, Է. Ս. ՅՈՒԶԲԱՇՅԱՆ

ՀԵՏԵՐՈԱՆՑՈՒՄՆԵՐՈՎ ԳԵՐՑԱՆՑԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍՊԵԿՏՐԻ ՄԱՍԻՆ. II

Ամփոփում

Ուսումնասիրված է դանդաղ էլեկտրոնների և լույսի անդրադարձումը գերցանցից։ Հաշված է համապատասխան մակերևութային իմպեդանսը։ Քննարկված է նաև գերցանցում ֆոնոնային սպեկտրի ձայնային ճյուղը։