

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВЕРХПРОВОДНИК

В. Д. Блажин, А. С. Селиваненко

Известно [1,2,3], что в мощных электромагнитных полях взаимодействие электронов с фононами меняется: становятся существенными многобозонные процессы. Следовательно, должно также меняться взаимодействие электронов в куперовской паре вследствие обмена фононом и одним и более фотонами. Учитывая экспоненциальную зависимость энергетической щели в сверхпроводнике от константы взаимодействия и тот факт, что частота электромагнитного излучения ω может быть много больше ω_D -дебаевской частоты, представляет интерес с точки зрения поиска высокотемпературной сверхпроводимости исследовать влияние этого эффекта на спектр сверхпроводника.

Рассмотрим гамильтониан системы взаимодействующих электронов и фононов в поле электромагнитной волны $\vec{E} \sin \omega t$

$$H = H_e + H_\phi + H_{e\phi} + H_{ef}. \quad (1)$$

Здесь H_e, H_ϕ - гамильтонианы свободных электронов и фононов; $H_{e\phi}$ описывает взаимодействие электронов с фононами;

$$H_{ef} = \sum_{\vec{p}} \left[\frac{e\vec{E}\vec{p}}{m^* \omega} \sin \omega t + \frac{1}{2m^*} \left(\frac{e\vec{E}}{\omega} \sin \omega t \right)^2 \right] a_{\vec{p}}^+ a_{\vec{p}} \quad (2)$$

- взаимодействие электронов со светом в дипольном приближении. $a_{\vec{p}}^+ a_{\vec{p}}$ - операторы рождения и уничтоже-

В выражении (5) удобно выделить безразмерный параметр $\eta = \frac{p\hbar\omega}{\hbar\omega_s}$, где $\langle \hbar\omega_s \rangle$ - некая усредненная энергия фонона. Используя малость этого параметра (или его обратной величины), (5) можно упростить.

В случае низкочастотного электромагнитного поля, проведя в (5) разложение по малому параметру η , получаем

$$N = N_0 + \sum_{\vec{w}, \vec{p}, \vec{p}'} \left\{ \frac{D_{\vec{w}}^2}{\hbar\omega_s} + 2 \frac{D_{\vec{w}}^2}{\hbar\omega_s} \left[\frac{e\vec{w}\vec{E}}{m\omega^2} \right]^2 \left(\frac{\hbar\omega}{\hbar\omega_s} \right)^2 \right\} a_{\vec{p}-\vec{w}}^{\dagger} a_{\vec{p}'}^{\dagger} + \vec{w} a_{\vec{p}} a_{\vec{p}'} \quad (6)$$

При выводе этого выражения мы разложили функции Бесселя в ряд по степеням Z и ограничились членами, квадратичными по полю, что соответствует учету лишь однофотонных процессов.

Из (6) для абсолютного нуля температуры нетрудно написать /5/ выражение для щели в спектре сверхпроводника

$$\Delta(E) = \langle \hbar\omega_s \rangle \exp\{-1/g(E)\}. \quad (7)$$

Константа взаимодействия в нашем случае оказывается зависящей от амплитуды и частоты поля:

$$g(E) = g \left[1 - \frac{1}{g} \left(\frac{eE}{m\omega^2} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Здесь g - константа связи в отсутствии поля.

Таким образом, электромагнитное излучение в рассмотренном случае приводит к уширению щели, т.е. к повышению критической температуры.

Можно сделать предельную оценку g , учитывая, что $J_1^2(Z) \ll 0,34$

$$g(E) \leq g \left[1 + 0,34(\omega/\omega_D)^2 \right], \quad (9)$$

ω_D - дебаевская частота. Отсюда при $\omega/\omega_D \sim 0,1$,

$$[(\Delta(E) - \Delta)]/\Delta \sim 10^{-2}.$$

В случае высоких частот разложение следует проводить по параметру η^{-1} . В нулевом приближении по η^{-1} члены с противоположными знаками \mathbf{p} взаимно сократятся и останется выражение

$$H = H_0 + \sum_{\bar{p}\bar{p}', \bar{w}} \frac{D_{\bar{w}}^2 J_0^2(z_{\bar{w}}) \hbar \omega_s}{(\epsilon_{\bar{p}-\bar{w}} - \epsilon_{\bar{p}})^2 - (\hbar \omega_s)^2} a_{\bar{p}-\bar{w}}^{\dagger} a_{\bar{p}}^{\dagger} + \bar{w} a_{\bar{p}} a_{\bar{p}'} \quad (10)$$

В (10) входит $J_0(z)$ - функция Бесселя нулевого порядка, зависящая от амплитуды и частоты светового поля.

Из (10), разлагая $J_0^2(z)$ в ряд по z , нетрудно получить константу взаимодействия в (7):

$$g(E) = g \left\{ 1 - \frac{1}{10} \left[\frac{\langle \hbar \omega_s \rangle}{\hbar \omega} \frac{eE}{m^* \omega_s} \right]^2 \right\} \quad (11)$$

При полях $\sim 6 \cdot 10^4$ в/см, $\omega \sim 10^{14}$ сек $^{-1}$, $v = 10^5$ см/сек, $\langle \hbar \omega_s \rangle \sim 0,01$ эв получаем относительное уменьшение щели в спектре $[\Delta(E) - \Delta]/\Delta \sim 0,1$.

Обратим внимание на одно важное обстоятельство. Если выписать в (5) следующее приближение по параметру η^{-1}

$$\sum_{\bar{w}\bar{p}\bar{p}'} \frac{2D_{\bar{w}}^2 J_0^2(z_{\bar{w}}) \hbar \omega_s [(\epsilon_{\bar{p}-\bar{w}} - \epsilon_{\bar{p}})^2 + (n\hbar\omega)^2 - (\hbar \omega_s)^2]}{[(\epsilon_{\bar{p}-\bar{w}} - \epsilon_{\bar{p}})^2 - (\hbar \omega_s + n\hbar\omega)^2][(\epsilon_{\bar{p}-\bar{w}} - \epsilon_{\bar{p}})^2 - (\hbar \omega_s - n\hbar\omega)^2]} \times \\ \times a_{\bar{p}-\bar{w}}^{\dagger} a_{\bar{p}}^{\dagger} + \bar{w} a_{\bar{p}} a_{\bar{p}'}, \quad (12)$$

то нетрудно видеть, что в области энергий $|\epsilon_{\bar{p}-\bar{w}} - \epsilon_{\bar{p}}| \sim \hbar\omega \pm \hbar\omega_s$ этот член отрицателен и порядка $D_{\bar{w}}^2$. Если решить уравнение с таким гамильтонианом, в выражение для $g(E)$ войдет плотность состояний электронов не на поверхности Ферми, как обычно, но в интервале $\hbar\omega \pm \hbar\omega_s$. Это обстоятельство может оказаться существ-

венным, например, в сильно легированных полупроводниках, где уровень Ферми низок ($\sim 0,1$ эв от дна зоны) и соответственно низки плотности электронных состояний для него. Поэтому нулевой член разложения гамильтониана (10) может оказаться несущественным, и основной вклад во взаимодействие вносит (12).

В заключение отметим, что влияние поля электромагнитной волны на электрон-фононное взаимодействие не приводит к существенному увеличению притяжения в куперовской паре (щель в спектре сверхпроводника меняется мало).

Заметим теперь, что наши оценки приведены для случая "фотонного" механизма спаривания электронов. В случае "экситонного" механизма /6/ влияние света на сверхпроводник может быть существенно иным, так как свет будет поляризовать экситонную среду.

При действии света на сверхпроводник ($\eta \gg 1$) можно избежать нежелательного нагрева электронов, если использовать легированные полупроводники с узкой зоной ($\hbar\omega >$ ширины зоны), в том числе и дырочные.

Исследованная причина изменения спектра сверхпроводника под влиянием С. В. Ч. может оказаться дополнительной причиной изменения добротности сверхпроводящего резонатора.

Поступила в редакцию
21 октября 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. М. Буймистров. Письма в ЖЭТФ, 8, 274 (1968).
2. В. Д. Блажин, А. С. Селиваненко. ФТП, 4, 233 (1970).
3. N. Kumar, K. P. Sinha. Phys. Rev., 174, 482 (1968).
4. H. Fröhlich. Proc. Roy. Soc., A215, 291, (1952) (см. перевод в сб. "Теория сверхпроводимости", ИЛ, 1960 г).
5. А. А. Абрикосов, И. М. Халатников. УФН, 65, 551 (1958).
6. В. Л. Гинзбург. УФН, 101, 185 (1970).