

УДК 537.362

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ПЕРЕХОДЕ СВЕРХПРОВОДНИК–НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

А. И. Головашкин, Г. М. Гуро

Рассматривается электромагнитное излучение, возникающее при действии короткого лазерного импульса на тонкую пленку сверхпроводника. Частота такого излучения ω определяется величиной энергетической щели сверхпроводника Δ ($\hbar\omega = 2\Delta$). Сделана оценка величины излучения.

Воздействие коротких лазерных импульсов на сверхпроводник и реакция сверхпроводников на такое воздействие продолжают быть в поле интересов физиков, начиная с работы Тестарди [1]. В последние годы этот интерес усилился в связи с открытием высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и обнаружением для них чрезвычайно коротких времен отклика $\tau \sim 10^{-13}$ с [2 – 4].

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на заметную вероятность электромагнитного излучения из сверхпроводников при быстром "захлопывании" сверхпроводящей энергетической щели Δ .

Короткий лазерный импульс с энергией квантов $\hbar\omega > 2\Delta$ возбуждает в сверхпроводнике электронную подсистему. Т.е. в образце появляются возбужденные электроны (и дырки) с энергией $\sim \hbar\omega$. Температура решетки T остается меньше критической температуры сверхпроводника T_c , если характерные длительности импульса не превышают времен релаксации решетки. Т.е. возникает неравновесное состояние сверхпроводника.

Возбужденные электроны релаксируют с характерными временами $\tau_r \sim 10^{-13}$ с при возбуждении импульсами видимого света ($\hbar\omega \approx 1$ эВ). При этом процессе рождаются в основном фононы, а также электрон-дырочные пары. Имеется также некоторая (небольшая) вероятность рождения и квантов электромагнитного излучения.

Поскольку времена рекомбинации электронов существенно превосходят времена релаксации, электроны (и дырки) "накапливаются" на границе щели Δ . Действительно,

теория и эксперимент [5 – 8] показывают, что в типичном сверхпроводящем металле (*Pb*) времена рекомбинации электронов в пары $\tau_R \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ с, т.е. $\tau_R \gg \tau_T$. Это явление подтверждается также наблюдением комбинационного рассеяния света в сверхпроводниках (включая ВТСП) [9 – 11], предсказанного еще в ранней работе А. А. Абрикосова и Л. А. Фальковского [12].

Рекомбинация электронов и дырок и превращение их в куперовские пары происходит также в основном с излучением фононов с энергией $\hbar\Omega \sim 2\Delta$. При этом процессе также имеется небольшая вероятность рождения и квантов электромагнитного излучения [13], однако, характерное время рекомбинации с испусканием фотона в обычных металлах порядка 10^{-1} с [5]. Наличие избыточной концентрации носителей заряда на границе щели приводит к ее уменьшению, а при достаточной (критической) величине и к закрытию Δ [1, 13, 14] при любой температуре, включая $T = 0$. Сверхпроводник переходит в фазу "нормального" металла с $\Delta = 0$, хотя температура его решетки остается меньше T_c . Т. е. возникает неравновесный "нормальный" металл. Отметим, что при этом образец находится в неоднородном состоянии, когда "нормальные" области (т.е. области с $\Delta = 0$) сосуществуют со сверхпроводящими областями [14, 15].

Если время закрытия щели из-за избыточной концентрации носителей будет меньше времени рекомбинации электронов и дырок, то их рекомбинация будет "отставать". Эти непрорекомбинировавшие избыточные носители заряда в фазе "нормального" металла окажутся на поверхности Ферми. Они будут непрерывно образовывать куперовские пары (поскольку $T < T_c$) с излучением как фононов, так и фотонов с энергией $\hbar\omega \sim 2\Delta$. Отметим, что эффективное время жизни носителей заряда (квазичастиц) будет дополнительно увеличиваться, поскольку сами фононы будут порождать новые квазичастицы. А это, в свою очередь, будет повышать вероятность излучения фотонов.

Процесс быстрого закрытия щели Δ интересен также тем, что при этом будет рождаться спектр неравновесных фононов, включающий фононы всех энергий $\hbar\Omega \leq 2\Delta$. Т. е. при таком процессе будут генерироваться фононы, имеющие верхнюю границу по энергии $\hbar\Omega = 2\Delta$.

Увеличение температуры решетки при рождении фононов в образце будет увеличивать вероятность "фононной" рекомбинации носителей заряда и уменьшать вероятность излучения фотонов. Этот процесс (повышение температуры образца) можно замедлить, уменьшив время ухода фононов из образца. Для этого нужно использовать тонкую пленку сверхпроводника на диэлектрической подложке с хорошей теплопроводностью, как это сделано в работе [16]. Тем самым можно "отстроиться" от нагрева пленки, увеличив

вероятность излучения электромагнитных волн. Отметим также, что вероятность излучения фотона по сравнению с излучением фононов повышается, если при рекомбинации требуется многофононный процесс. В этом отношении перспективны ВТСП, энергетическая щель в которых может достигать 30 мВ. С другой стороны, можно создать условия, когда Δ меньше характерных фононных частот материала. Тогда плотность фононных состояний мала и вероятность их излучения при рекомбинации электронов падает.

Интересные новые возможности наблюдения электромагнитного излучения из образца появляются при наличии замкнутого сверхпроводящего кольца, в котором имеется квантованный магнитный поток, а также при наличии в таком кольце Джозефсоновского перехода (или переходов). Интересно понять, в каком виде будет "излучаться" этот квант магнитного потока.

Оценим величину электромагнитного излучения из сверхпроводника при действии на него короткого лазерного импульса. Для экспериментального изучения такого излучения наиболее эффективны сверхпроводящие пленки толщиной $d \sim \delta$, где δ – глубина скин-слоя. В этом случае пленка эффективно поглощает лазерное излучение, и в то же время фононы достаточно быстро уходят из нее. Для более толстых слоев в глубине отсутствует возбуждающее лазерное излучение, а очень тонкие пленки поглощают лишь малую часть этого излучения, и происходит паразитный нагрев подложки.

Рассмотрим импульс лазерного излучения длительностью τ , мощностью W_0 , с энергией фотонов $\hbar\omega$. Этот импульс действует на сверхпроводящую пленку толщиной $d \sim \delta$, коэффициент отражения которой для данной частоты есть R . Тогда поглощенная мощность лазерного излучения $W = (1 - R)W_0$. Поглощенная энергия $E = W\tau$. Считая, что каждый поглощенный квант рождает одну возбужденную квазичастицу (электрон или дырку), определим количество таких квазичастиц $n_0 = E/\hbar\omega = W\tau/\hbar\omega = (1 - R)W_0\tau/\hbar\omega$. Учитывая, что при релаксации возбужденных квазичастиц происходит их "размножение" (т.е. каждая квазичастица с энергией $\hbar\omega$ возбуждает другие квазичастицы с меньшей энергией), введем коэффициент размножения $\alpha > 1$. Реально α может быть много больше единицы. Таким образом, число возбужденных квазичастиц, оказавшихся после релаксации на верхней границе сверхпроводящей щели при действии короткого лазерного импульса, будет

$$n = \alpha n_0 = \alpha(1 - R)W_0\tau/\hbar\omega. \quad (1)$$

Эту величину уместно сравнивать с концентрацией свободных носителей заряда в

образце в нормальном состоянии. Если площадь, облучаемая лазером равна S , то в области действия лазерного излучения (в объеме $V = S\delta$) находится $N = N_0 S\delta$ свободных носителей заряда (мы считаем, что толщина пленки $d = \delta$). Здесь N_0 – концентрация свободных носителей. Таким образом, отношение возбужденных квазичастиц и свободных носителей в этой же области составляет

$$\frac{n}{N} = \frac{\alpha(1-R)W_0\tau}{\hbar\omega N_0 S\delta}. \quad (2)$$

Рекомбинируя, возбужденные квазичастицы будут излучать фононы и фотоны с энергией порядка 2Δ . Обозначим вероятность излучения фотона через p_ω (эта вероятность обратно пропорциональна времени жизни квазичастиц при излучательной рекомбинации τ_ω). Соответствующая вероятность излучения фонона p_{ph} и время жизни квазичастиц при их фононной рекомбинации τ_{ph} . При этом

$$p_\omega = \frac{\tau_\omega^{-1}}{\tau_\omega^{-1} + \tau_{ph}^{-1}},$$

$$p_{ph} = \frac{\tau_{ph}^{-1}}{\tau_\omega^{-1} + \tau_{ph}^{-1}}$$

и

$$p_\omega + p_{ph} = 1.$$

Для типичного сверхпроводника (Pb) соответствующие времена рекомбинации, приведенные выше, равны: $\tau_\omega \approx 10^{-1}$ с, $\tau_{ph} \approx 10^{-8} - 10^{-7}$ с. Отсюда оценим $p_\omega \approx 10^{-7} - 10^{-6}$.

Число излученных фотонов

$$n_\omega = 0.5 p_\omega n = \frac{\alpha(1-R)W_0\tau p_\omega}{\hbar\omega}. \quad (3)$$

Эта формула получена без учета рождения новых квазичастиц при перепоглощении фононов с энергией $\hbar\Omega = 2\Delta$. Если каждый фонон при перепоглощении рождает в среднем r квазичастиц ($r < 1$), то это эквивалентно увеличению исходной концентрации квазичастиц на уровне щели n . Учитывая, что количество первоначально рожденных фононов $n_{ph} \approx n$, можно легко оценить это увеличение. В этом случае эффективная исходная концентрация квазичастиц на уровне щели будет $n/(1-r) \approx n(1+r)$ при малом r . Таким образом, число излученных фотонов с учетом перепоглощения фононов будет

$$n_{\omega} = (1 + r) \frac{\alpha(1 - R)W_0\tau p_{\omega}}{\hbar\omega}. \quad (4)$$

Если все фононы успевают уходить из образца без поглощения (тонкая пленка), то $r = 0$.

Максимальное значение $\alpha = \hbar\omega/2\Delta$, когда все возбужденные лазером частицы релаксировали без рождения фононов. Тогда вместо (4) мы получим максимальное число излученных фотонов

$$n_{\omega, \max} = (1 + r) \frac{(1 - R)W_0\tau p_{\omega}}{2\Delta}. \quad (5)$$

Сделаем оценку $n_{\omega, \max}$ для металла типа *Pb* или *Nb*. Для таких металлов при низких температурах $2\Delta \approx 3 \cdot 10^{-3}$ эВ $\approx 5 \cdot 10^{-15}$ эрг, $R \approx 0.9$. Считая $r = 0$ (тонкая пленка) и используя лазер мощностью $W_0 = 10^7$ Вт с длительностью импульса $\tau = 10^{-12}$ сек, получим (с учетом нашей вышеприведенной верхней оценки вероятности излучения фотона $p_{\omega} = 10^{-6}$) $n_{\omega, \max} \sim 10^9$. Т.е. при таких условиях должно излучиться при рекомбинации примерно 10^9 фотонов с энергией $\hbar\omega = 2\Delta = 3 \cdot 10^{-3}$ эВ (соответствующая длина волны излучения $\lambda \approx 0.4$ мм). Это, конечно, завышенные оценки. В реальном случае α может быть заметно меньше $\hbar\omega/2\Delta$. Однако, как указывалось выше, в специальных случаях, по-видимому, можно заметно увеличить p_{ω} .

Если пересчитать количество возбужденных над щелью квазичастиц на 1 см³ (для тех условий, которые мы использовали для оценки $n_{\omega, \max}$), считая $S = 10^{-1}$ см², $\delta = 10^{-5}$ см (т.е. $V = 10^{-6}$ см), мы получим величину порядка 10^{21} см⁻³. Эта величина заметно меньше концентрации свободных носителей заряда даже для "плохих" металлов типа ВТСП.

Полная излучаемая энергия (для выбранных нами условий) на частоте $\hbar\omega = 2\Delta$ составит $E \approx 2\Delta \cdot n_{\omega, \max} \sim 5 \cdot 10^{-6}$ эрг = $5 \cdot 10^{-11}$ Дж. При прочих равных условиях излучаемая энергия в ВТСП может быть увеличена из-за значительно большей величины щели Δ . Несмотря на малость энергии излучения, по-видимому, его можно наблюдать. Эксперимент упрощается тем, что известна частота излучения.

Проблема электромагнитного излучения из неравновесных сверхпроводников значительно шире рассмотренной. Такое излучение возникает при движении вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода, при пересечении такими вихрями поверхности сверхпроводника [17] или границы неоднородности, при туннельной инжекции. Однако здесь мы не рассматриваем эти явления.

Авторы выражают благодарность Б. М. Болотовскому за полезные обсуждения. Работа поддерживается Научным Советом ГНТБ "Актуальные направления в физике

конденсированных сред" (направление "Сверхпроводимость") и Советом программы "Интеграция".

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Testardi L. R. Phys. Rev., B **4**, 2189 (1971).
- [2] Han S. G., Vardeny Z. V., Wong K. S., et al. Phys. Rev. Lett., **65**, 2708 (1990).
- [3] Han S. G., Vardeny Z. V., Symko O. G., and Koren G. IEEE Trans. Magnet., **27**, 1548 (1991).
- [4] Chwalek J. M., Uher C., Whitaker J. F., et al. Appl. Phys. Lett., **57**, 1696 (1990).
- [5] Ginzberg D. M. Phys. Rev. Lett., **8**, 204 (1962).
- [6] Schrieffer J. R. and Ginzberg D. M. Phys. Rev. Lett., **8**, 207 (1962).
- [7] Rothwarf A. and Cohen M. Phys. Rev., **130**, 1401 (1963).
- [8] Rothwarf A. and Taylor B. N. Phys. Rev. Lett., **19**, 27 (1967).
- [9] Burns G., Dacol F. H., Freitas P. P., et al. Phys. Rev., B **37**, 5171 (1988).
- [10] Yamanaoka A., Kimura T., Minami F., et al. Jpn. J. Appl. Phys., **27**, L1902 (1988).
- [11] Thomsen C. and Cardona M. In: "Physical Properties of HTSC", World Scientific, Singapore, 1989, Chap. 8.
- [12] Абрикосов А. А., Фальковский Л. А. ЖЭТФ, **40**, 262 (1961).
- [13] Burstein E., Langenberg D. N., and Taylor B. N. Phys. Rev. Lett., **6**, 92 (1961).
- [14] Owen C. S. and Scalapino D. J. Phys. Rev. Lett., **28**, 1559 (1972).
- [15] Елесин В. Ф. ФТТ, **19**, 2977 (1977); ЖЭТФ, **73**, 355 (1977).
- [16] Kwok H. S., Zheng J. P., Ying Q. Y., and Rao R. Appl. Phys. Lett., **54**, 2473 (1989).
- [17] Dolgov O. V. and Schorohl N. Phys. Rev., B **61**, 12389 (2000).

Поступила в редакцию 25 декабря 2000 г.